



Imagerie microonde: influence de la polarimétrie du champ diffracté

E. Le Brusq

► To cite this version:

E. Le Brusq. Imagerie microonde: influence de la polarimétrie du champ diffracté. Autre. Université Nice Sophia Antipolis, 2003. Français. NNT: . tel-00454615

HAL Id: tel-00454615

<https://theses.hal.science/tel-00454615>

Submitted on 9 Feb 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Nice – Sophia Antipolis

UFR Sciences

École Doctorale Sciences et Technologies
de l'Information et de la Communication

THÈSE

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

de l'Université de Nice – Sophia Antipolis

Spécialité : Électronique

présentée et soutenue par

Emmanuel LE BRUSQ

Imagerie microonde :
influence de la polarimétrie du champ diffracté
sur la reconstruction d'objets 2D enfouis

Thèse dirigée par M. Christian PICHOT,
soutenue le 23 octobre 2003 devant le jury composé de :

M. Christian PICHOT	Directeur de Recherche, CNRS	Directeur de thèse
M. Joseph SAILLARD	Professeur	Rapporteurs
M. Marc SAILLARD	Professeur	
M. Jean-Yves DAUVIGNAC	Maître de Conférences	Examineurs
M. Xavier DÉROBERT	Ingénieur TPE, LCPC	
M. Patrick MILLOT	Ingénieur, ONERA – CERT	
M. Albert PAPIERNIK	Professeur Émérite	Membre invité

Imagerie microonde: influence de la polarimétrie du champ diffracté sur la reconstruction d'objets 2D enfouis.

Emmanuel Le Brusq



Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au Laboratoire d'Electronique Antennes et Télécommunications de l'Université de Nice-Sophia Antipolis.

Je souhaite, tout d'abord, adresser ma plus vive reconnaissance à mes deux directeurs de thèse : Monsieur Christian Pichot, Directeur de Recherche au CNRS et directeur du laboratoire, et Monsieur Jean-Yves Dauvin, Maître de Conférences à l'Université de Nice-Sophia Antipolis. Leur disponibilité et leur gentillesse associées à une excellente vision du sujet m'ont été d'un grand secours pour mener à bien cette entreprise.

Je remercie Messieurs Joseph Saillard, Vice-président de l'Université de Nantes et Professeur à l'Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes, et Marc Saillard, Professeur à l'Université de Toulon et du Var, qui m'ont fait l'honneur d'examiner ce travail et d'assurer la tâche de rapporteur.

J'exprime mes sincères remerciements à Messieurs Xavier Dérobert, Ingénieur des TPE au LCPC, Patrick Millot, Ingénieur à l'ONERA-CERT, et Albert Papiernik, Professeur Emérite de l'Université de Nice-Sophia Antipolis, pour leur participation à ce jury de thèse.

Je remercie également mes trois aînés de thèse qui m'ont accueilli dans l'équipe imagerie du laboratoire, Erwan pour son impressionnante disponibilité et son dynamisme, Ralph pour son éternelle patience et Ioannis qui m'a, entre autres, permis de découvrir les possibilités de \LaTeX .

Je n'oublie évidemment pas mes deux co-légionnaires avec qui j'ai partagé ces années de thèse. Merci à vous deux pour votre soutien, à Hervé qui m'a permis de découvrir un excellent club de handball et à Philippe pour tous ces moments passés ensemble (très souvent en courant).

Ces trois années de thèse m'ont aussi permis de découvrir de nouveaux horizons, un sport excitant (dont je tairais le nom pour ne point l'écorcher), une nourriture exotique et épicée et une méthode numérique incompréhensible : merci pour tout Son.

Ces remerciements vont également à l'ensemble des membres du laboratoire, qu'ils soient professeurs, maîtres de conférences, techniciens, secrétaires, ATER, doctorants ou stagiaires.

Je souhaite associer à cette thèse tous les membres de ma famille (et belle-famille) qui, loin de Nice, ont toujours suivi de près l'évolution de mes travaux et m'ont constamment soutenu. Cette profonde reconnaissance s'adresse aussi aux brignollais de la Grande Bastide.

Pour terminer, et je garde LA meilleure pour la fin, un éternel Merci à Stéphanie pour ce soutien constant dont tu as fait preuve à mon égard.

Enfin, je tiens à remercier toutes les personnes, proches ou non, qui nous ont permis, à moi et Stéphanie, de passer de si bons moments durant ces cinq années passées sur la Côte d'Azur.

Table des matières

1	Introduction	1
I	Etudes expérimentales	13
2	Antennes ultra-large bande	15
2.1	Bibliographie des antennes Large Bande	16
2.2	Développement des premières antennes	19
2.2.1	Optimisations	20
2.3	Présentation de l'antenne de référence	24
2.3.1	Structure	25
2.3.2	Caractéristiques géométriques de l'antenne	25
2.3.3	Bande passante	27
2.3.4	Diagrammes de rayonnement	27
2.3.5	Gain et polarisation croisée	29
2.3.6	Réponse impulsionnelle	32
2.3.7	Synthèse sur l'antenne ETSA_A4	34
2.4	Antenne ETSA sans excroissances métalliques	36
2.4.1	Structure de l'antenne	36
2.4.2	Bande passante	37
2.4.3	Diagrammes de rayonnement	37
2.4.4	Gain et polarisation croisée	39
2.4.5	Réponse impulsionnelle	39
2.4.6	Synthèse sur l'antenne ETSA_A3	40
2.5	Optimisation dans la bande [0,15–1,5] GHz	43
2.5.1	Conception et réalisation des antennes	43
2.5.2	Structure des antennes	44
2.5.3	Processus de fabrication des antennes	44
2.5.4	Assemblage de l'antenne	46
2.5.5	Bande passante	49
2.5.6	Diagrammes de rayonnement et gain	50
2.5.7	Réponse impulsionnelle	50
2.5.8	Synthèse sur l'antenne ETSA_A0	51

2.6	Conclusion sur la conception des antennes	55
3	Mesures sur sites test	57
3.1	Campagne de mesures sur manège de fatigue	58
3.1.1	Contexte des mesures	59
3.1.2	Configuration de mesure	60
3.1.3	Résultats et comparaisons	62
3.1.4	Conclusion	65
3.2	Campagne de mesures sur le site test géophysique	67
3.2.1	Site d'étude	67
3.2.2	Antennes et Bande de Fréquence	69
3.2.3	Disposition des antennes	70
3.2.4	Réalisation des radargrammes	72
3.2.5	Résultats obtenus	73
3.2.6	Conclusion	89
3.3	Conclusion sur les mesures	90
4	Conclusions et Perspectives pour la partie expérimentale	91
II	Partie numérique	95
5	Problème direct	97
5.1	Position du Problème	98
5.1.1	Équations de Propagation	100
5.1.2	Fonction de Green	101
5.1.3	Géométrie du problème	102
5.1.4	Représentation intégrale des champs	104
5.2	Méthode des moments	105
5.2.1	Précisions	106
5.2.2	Application aux équations intégrales	107
5.2.3	Choix du maillage	110
5.2.4	Fonctions de base et fonctions de test	111
5.2.5	Domaines des calculs	113
5.3	Calcul des intégrales	117
5.3.1	Cas 2D-TM	118
5.3.2	Cas 2D-TE	122
5.4	Considération de l'anisotropie	124
5.5	Conclusion	125
6	Résultats des simulations	127
6.1	Cas 2D-TM	128
6.1.1	Paramètres de simulation	129
6.1.2	Résultats et analyses	132

6.2	Cas 2D-TE	136
6.2.1	Paramètres de simulation	136
6.2.2	Résultats et analyses	138
6.3	Synthèse	143
6.4	Conclusion	144
7	Problème inverse	147
7.1	Développement théorique	148
7.1.1	Représentation matricielle générale	149
7.1.2	Définition du problème inverse	151
7.1.3	Méthode du gradient conjugué	152
7.1.4	Méthode de bigradient conjugué	154
7.1.5	Régularisation	155
7.2	Extension polarimétrique et prise en compte de l'anisotropie	157
7.3	Conclusion	158
8	Résultats numériques	161
8.1	Modélisation du champ incident	163
8.1.1	Ondes planes	163
8.1.2	Champ d'antennes	164
8.2	Modélisation du bruit de mesure	165
8.3	Cas d'étude	166
8.3.1	Démarche adoptée pour les reconstructions	168
8.4	Résultats initiaux en 2D-TM avec le code en Point/Segment	170
8.4.1	Résultats préliminaires	171
8.4.2	Etude sur le bruit	173
8.4.3	Synthèse	173
8.5	Etude polarimétrique	175
8.5.1	Configuration I : Cas 2D-TM avec ondes planes . . .	175
8.5.2	Configuration II : Cas 2D-TM avec champ d'antennes	177
8.5.3	Synthèse sur la polarisation 2D-TM	181
8.5.4	Configuration III : Cas 2D-TE avec ondes planes . .	183
8.5.5	Configuration IV : Cas 2D-TE avec champ d'antennes	188
8.5.6	Synthèse sur la polarisation 2D-TE	193
8.5.7	Synthèse sur le code élaboré	195
8.6	Combinaison de polarisation	195
8.6.1	Combinaison de polarisation pour un champ incident en ondes planes	196
8.6.2	Poids de la polarisation 2D-TE sur la combinaison de polarisation en ondes planes	197
8.6.3	Combinaison de polarisation avec champ d'antennes	198
8.6.4	Synthèse	200
8.7	Prise en compte de l'anisotropie	201
8.7.1	Configuration des simulations	201

8.7.2	Résultats obtenus	202
8.7.3	Synthèse	204
9	Conclusions pour l'imagerie	209
10	Conclusions générales et perspectives	213
III	Annexes	217
A	Calcul du champ diffracté	219
A.1	Calcul de $\mathcal{D}_{i,j}^1$	220
A.2	Calculs de $\mathcal{D}_{i,j}^2$, $\mathcal{D}_{i,j}^3$ et $\mathcal{D}_{i,j}^4$	221
B	Gradient d'une matrice	223
	Bibliographie	225

Table des figures

2.1	Antennes élémentaires	17
2.2	Antennes à ondes progressives	17
2.3	Antennes indépendantes de la fréquence	18
2.4	Antenne à ouverture	18
2.5	Antennes TSA	19
2.6	TSA antipodale microruban	20
2.7	Antenne antipodale microruban réalisée sur Duroïd	21
2.8	Schéma de l'antenne antipodale (a) et direction du champ électrique résultant (b)	22
2.9	Schéma de l'antenne antipodale symétrique (a) et direction du champ électrique résultant (b)	23
2.10	Dimensions de l'antenne antipodale symétrique optimisée, réalisée sur Duroïd	23
2.11	Lignes de champ électrique et magnétique au sein d'une ligne triplaque	26
2.12	Structure de la ligne triplaque des antennes sur substrat à air	26
2.13	Elimination des discontinuités	28
2.14	Vue éclatée d'une antenne ETSA sur substrat à air	28
2.15	Dimensions de l'antenne ETSA_A4	29
2.16	Bande passante de l'antenne ETSA_A4	30
2.17	Disposition des antennes dans la chambre anéchoïque	30
2.18	Diagrammes de rayonnement de l'antenne ETSA_A4 à, respectivement, 1, 2, 4 et 6 GHz	31
2.19	Réponse impulsionnelle en réflexion de l'antenne ETSA_A4 — bande [0,43–8,32] GHz	33
2.20	Réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A4 — bande [0,5–6] GHz	35
2.21	Réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A4 — bande [2–6] GHz	35
2.22	Dimensions de l'antenne ETSA_A3	36
2.23	Bande passante de l'antenne ETSA_A3	37
2.24	Diagrammes de rayonnement de l'antenne ETSA_A3 à, respectivement, 1, 2, 4 et 6 GHz	38

2.25	Réponse impulsionnelle en réflexion de l'antenne ETSA_A3 — bande [0,43–8,32] GHz	41
2.26	Réponse impulsionnelle en transmission et sans pondération, de l'antenne ETSA_A3	41
2.27	Réponse impulsionnelle en transmission et avec pondération ($\beta = 3$), de l'antenne ETSA_A3	42
2.28	Réponse impulsionnelle en transmission et avec pondération ($\beta = 6$), de l'antenne ETSA_A3	42
2.29	Dimensions de l'antenne ETSA_A0	45
2.30	Structure triplaque de l'antenne ETSA_A0	45
2.31	Réalisation des masques de l'antenne ETSA_A0	47
2.32	Assemblage de l'antenne ETSA_A0 (1)	47
2.33	Assemblage de l'antenne ETSA_A0 (2)	47
2.34	Assemblage de l'antenne ETSA_A0 (3)	48
2.35	Assemblage de l'antenne ETSA_A0 (4)	48
2.36	Collage de l'antenne ETSA_A0 (1)	48
2.37	Collage de l'antenne ETSA_A0 (2)	49
2.38	Bande passante de l'antenne ETSA_A0	50
2.39	Réponse impulsionnelle en réflexion de l'antenne ETSA_A0 — bande [0,15–1,5] GHz	52
2.40	Configuration de mesure pour la caractérisation de la réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A0	52
2.41	Réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A0 — bande [0,15–1,5] GHz	53
2.42	Réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A0 — bande [0,15–0,45] GHz	53
2.43	Réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A0 — bande [0,45–1,5] GHz	53
2.44	Réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A0 — bande [0,75–1,5] GHz	54
2.45	Réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A0 — bande [0,825–1,5] GHz	54
2.46	Réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A0 — bande [1–1,5] GHz	54
3.1	Manège de fatigue du LCPC	59
3.2	Présentation d'un signal radar temporel	60
3.3	Méthode CMP	61
3.4	Structure des sections I et II	64
3.5	Radargrammes des sections I et II	64
3.6	Structure des sections III et IV	66
3.7	Radargrammes des sections III et IV	66
3.8	Plan du site test géophysique du LCPC	68

3.9	Disposition des objets dans les tranches de gneiss 14/20 et de gneiss 0/20	69
3.10	Orientation du dispositif d'antennes sur le site test géophysique	70
3.11	Dispositif de mesure sur le site test géophysique	71
3.12	Ensemble du système d'auscultation sur le site test géophysique	72
3.13	Principe de mesure radar — Conception d'une coupe temps-distance (radargramme)	73
3.14	Radargrammes réalisés dans la tranche de gneiss 14/20 pour les quatre configurations	76
3.15	Radargrammes réalisés dans la tranche de gneiss 14/20 pour les quatre configurations, en ajoutant un amplificateur faible bruit de +19 dB	77
3.16	Radargrammes réalisés dans la tranche de gneiss 14/20 pour deux configurations — Bande [150–600] MHz	81
3.17	Radargrammes réalisés dans la tranche de gneiss 14/20 pour deux configurations — Bande [600– 3000] MHz	81
3.18	Radargrammes réalisés dans la tranche de gneiss 14/20 pour deux configurations — Bande [150–1000] MHz	85
3.19	Radargrammes réalisés dans la tranche de gneiss 0/20 pour deux configurations — Bande [150–3000] MHz	85
3.20	Radargrammes réalisés dans la tranche de gneiss 0/20 pour deux configurations et en ajoutant un amplificateur faible bruit de +19 dB	86
3.21	Radargrammes réalisés dans la tranche de gneiss 0/20 pour deux configurations et en augmentant la puissance d'émission à +20 dBm — Bande [150–3000] MHz	86
3.22	Radargrammes réalisés dans la tranche de gneiss 0/20 pour deux configurations et en augmentant la puissance d'émission à +20 dBm — Bande [150–1000] MHz	88
5.1	Deux configurations d'étude possibles	103
5.2	Définition du maillage	111
5.3	Domaine d'existence des fonctions de base $\Lambda_i(x, y)$	115
5.4	Numérotation des coins d'une cellule	115
5.5	Domaine d'existence de la fonction de base $\Lambda_i^0(x, y)$	115
5.6	Domaine d'existence des fonctions test $\Pi_j(x, y)$	116
5.7	Les neuf configurations de calcul de $\mathcal{G}_{i,j}^0$	120
6.1	Visualisation des coupes et du champ électrique dans le cas 2D-TM	130
6.2	Description des cylindres pour un maillage fin	131
6.3	Champ électrique total dans le cylindre de muscle pour le cas 2D-TM	133

6.4	Erreur sur le champ électrique total dans le cylindre de muscle pour le cas 2D-TM	133
6.5	Champ électrique total dans le cylindre de graisse pour le cas 2D-TM	134
6.6	Erreur sur le champ électrique total dans le cylindre de graisse pour le cas 2D-TM	134
6.7	Champ électrique total dans le cylindre hétérogène pour le cas 2D-TM	135
6.8	Erreur sur le champ électrique total dans le cylindre hétérogène pour le cas 2D-TM	135
6.9	Visualisation des coupes et du champ électrique dans le cas 2D-TE	139
6.10	Champ électrique total dans le cylindre de muscle pour le cas 2D-TE	140
6.11	Erreur sur le champ électrique total dans le cylindre de muscle pour le cas 2D-TE	140
6.12	Champ électrique total dans le cylindre hétérogène n°1 pour le cas 2D-TE	141
6.13	Erreur sur le champ électrique total dans le cylindre hétérogène n°1 pour le cas 2D-TE	141
6.14	Champ électrique total dans le cylindre hétérogène n°2 pour le cas 2D-TE	142
6.15	Erreur sur le champ électrique total dans le cylindre hétérogène n°2 pour le cas 2D-TE	142
8.1	Antenne antipodale microruban réalisée sur Duroïd	165
8.2	Configuration d'étude	167
8.3	Profils de permittivité et de conductivité du cylindre étudié	168
8.4	Profils de permittivité et de conductivité reconstruits dans la bande [2–4] GHz avec 5 fréquences, sans régularisation, dans la polarisation 2D-TM et avec le code Point/Segment	171
8.5	Profil de permittivité reconstruit dans la bande [2–4] GHz avec 5 fréquences, avec régularisation, dans la polarisation 2D-TM et avec le code Point/Segment	172
8.6	Erreur normalisée en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation, dans la polarisation 2D-TM et avec le code Point/Segment	174
8.7	Profils reconstruits en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation, dans la polarisation 2D-TM et avec le code Point/Segment	174
8.8	Profil de permittivité reconstruit dans la bande [2–3] GHz avec 3 fréquences, sans régularisation et pour la configuration I176	176
8.9	Profil de permittivité reconstruit dans la bande [2–3] GHz avec 3 fréquences, avec régularisation et pour la configuration I177	177

8.10	Erreur normalisée en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour la configuration I	178
8.11	Profils reconstruits en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour la configuration I	178
8.12	Profil de permittivité reconstruit dans la bande [2–3] GHz avec 5 fréquences, sans régularisation et pour la configuration II	179
8.13	Profil de permittivité reconstruit dans la bande [2–4] GHz avec 5 fréquences, sans régularisation et pour la configuration II	179
8.14	Profil de permittivité reconstruit dans la bande [2–4] GHz avec 5 fréquences, avec régularisation et pour la configuration II	180
8.15	Erreur normalisée en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour la configuration II	182
8.16	Profils reconstruits en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour la configuration II	182
8.17	Profils de permittivité de χ_x (a) et χ_y (b), reconstruits dans la bande [2–3] GHz avec 3 fréquences, sans régularisation et pour la configuration III	183
8.18	Moyenne des profils de permittivité de χ_x et χ_y pour le même cas	183
8.19	Profils de permittivité de χ_x (a) et χ_y (b), reconstruits dans la bande [2–3] GHz avec 3 fréquences, avec régularisation et pour la configuration III	185
8.20	Moyenne des profils de permittivité de χ_x et χ_y pour le même cas	185
8.21	Comportement de l’erreur sur χ_x et χ_y en fonction des itérations pour la configuration III	186
8.22	Erreur normalisée en fonction de T_M pour la configuration III	187
8.23	Profil de permittivité reconstruit dans la bande [2–3] GHz avec 3 fréquences, avec régularisation, pour la configuration III et avec $T_M = 2$	187
8.24	Erreur normalisée en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour la configuration III	189
8.25	Profils reconstruits en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour la configuration III	189
8.26	Profils de permittivité de χ_x (a) et χ_y (b), reconstruits dans la bande [2–3] GHz avec 3 fréquences, sans régularisation et pour la configuration IV	190
8.27	Moyenne des profils de permittivité de χ_x et χ_y pour le même cas	190
8.28	Profils de permittivité de χ_x (a) et χ_y (b), reconstruits dans la bande [2–3] GHz avec 3 fréquences, avec régularisation et pour la configuration IV	191

8.29	Moyenne des profils de permittivité de χ_x et χ_y pour le même cas	191
8.30	Erreur normalisée en fonction de T_M pour la configuration IV	192
8.31	Profil de permittivité reconstruit dans la bande [2–3] GHz avec 3 fréquences, avec régularisation, pour la configuration IV et avec $T_M = 16$	193
8.32	Erreur normalisée en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour la configuration IV	194
8.33	Profils reconstruits en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour la configuration IV	194
8.34	Combinaison de polarisation pour un champ incident en ondes planes – Erreur normalisée en fonction des itérations	196
8.35	Combinaison de polarisation pour un champ incident en ondes planes – Profils de permittivité	197
8.36	Combinaison de polarisation pour un champ incident en ondes planes – Erreur normalisée en fonction du « poids » de la polarisation 2D-TE	198
8.37	Combinaison de polarisation pour un champ incident en ondes planes – Profils de permittivité pour un « poids » de 100 itérations en 2D-TE	199
8.38	Combinaison de polarisation avec champ d'antennes – Erreur normalisée en fonction des itérations	200
8.39	Combinaison de polarisation avec champ d'antennes – Profils de permittivité	200
8.40	Configuration d'étude	202
8.41	Profils de permittivité du parallélépipède anisotrope	202
8.42	Profils de permittivité anisotrope dans la bande [0,3–1,3] GHz avec 3 fréquences et sans régularisation	203
8.43	Profil de permittivité anisotrope de χ_x (a) et χ_y (b) obtenu avec régularisation	204
8.44	Erreur normalisée sur le contraste χ_x en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour l'objet anisotrope	205
8.45	Profils de χ_x reconstruits en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour l'objet anisotrope	205
8.46	Erreur normalisée sur le contraste χ_y en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour l'objet anisotrope	206
8.47	Profils de χ_y reconstruits en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour l'objet anisotrope	206

Liste des tableaux

2.1	Polarisation croisée et gain de l'antenne antipodale microruban	22
2.2	Polarisation croisée et gain de l'antenne antipodale symétrique optimisée	24
2.3	Polarisation croisée et gain de l'antenne ETSA_A4	32
2.4	Polarisation croisée et gain de l'antenne ETSA_A3	39
3.1	Nomenclature des configurations pour les mesures sur le site test géophysique	71
5.1	Valeurs prises par les paramètres x_a , x_b , y_a et y_b en fonction de x_e , y_e et α	115
6.1	Paramètres des objets simulés dans le cas 2D-TM	129
6.2	Paramètres géométriques des objets simulés pour le cas 2D-TM	130
6.3	Caractéristiques des maillages utilisés pour le cas 2D-TM	131
6.4	Paramètres des objets simulés dans le cas 2D-TE	137
6.5	Caractéristiques des maillages utilisés pour le cas 2D-TE	138
6.6	Paramètres géométriques des objets simulés pour le cas 2D-TE	139
7.1	Représentation des matrices en fonction de la polarisation étudiée	150
8.1	Paramètres de régularisation	172
8.2	Paramètres de régularisation pour la configuration I	176
8.3	Paramètres de régularisation pour la configuration II	180
8.4	Paramètres de régularisation pour la configuration III	185
8.5	Paramètres de régularisation pour la configuration IV	191
8.6	Paramètres de régularisation	203

Chapitre 1

Introduction



– Nice, *La Vésubie* –



– Nice, *Les Gorges de Daluis* –

La détection des objets, qu'ils soient cachés par un obstacle ou enfouis dans le sol, constitue un domaine de recherche de plus en plus vaste avec des applications diverses. Celles-ci couvrent des thèmes aussi variés que la prospection pétrolière, la surveillance des incendies de forêt, la détection de mines ou l'imagerie médicale.

Pour satisfaire ces besoins, de nombreuses méthodes ont été développées, consistant à mesurer certains champs physiques pour accéder aux propriétés des matériaux et milieux étudiés.

Cette auscultation peut se faire par plusieurs moyens tels que, entre autres :

- les méthodes sismiques qui utilisent les propriétés des ondes mécaniques et étudient leur vitesse dans le sol ;
- la magnétométrie qui analyse les perturbations magnétiques du milieu ;
- la thermométrie qui permet de repérer les anomalies thermiques ;
- les méthodes ultrasonores ;
- les techniques électromagnétiques.

Techniques d'auscultation électromagnétiques

L'auscultation radar (*Radio Detection And Ranging* ou détection et télémétrie par ondes radio) rentre dans le cadre des techniques électromagnétiques. Le principe est toujours le même, un champ électromagnétique dit *incident* est rayonné via une antenne. Il se propage dans le milieu à examiner et interagit avec toutes les interfaces et hétérogénéités de natures différentes. Celles-ci vont alors re-rayonner un champ dit *diffraqué* qui sera récupéré par le système de réception. Des traitements sont ensuite réalisés sur le temps de retour de l'onde ou sur l'onde elle-même pour obtenir l'information désirée.

La perception de la matière se fait alors au travers de la permittivité et la conductivité des objets. Ces grandeurs sont fonctions de nombreux paramètres tels que la température, la densité, le taux d'humidité ou la composition des éléments rencontrés. C'est pourquoi, les applications de type radar sont nombreuses.

La première d'entre elles date de 1936, où un radar équipait le paquebot Normandie, les progrès théoriques et électroniques permirent ensuite un essor rapide notamment dans les domaines civil, militaire ou médical.

Dans le domaine du génie civil, les possibilités d'application peuvent être scindées en deux classes, la première concernant la mesure de l'épaisseur des chaussées et la seconde la surveillance de l'état des ouvrages d'art en béton (ponts, viaducs, etc.).

La confection d'une route coûte très cher à l'Etat, aussi un contrôle des épaisseurs à la construction puis des estimations régulières de son usure sont nécessaires pour déterminer les zones précises nécessitant une réfection. Plusieurs techniques existent, notamment celle des carottages, mais aucune, mis à part le radar, n'offre la possibilité de mesures continues de la chaussée. En outre, la technique radar est non destructive.

Une autre application en génie civil est constituée par la surveillance des ouvrages d'art en béton dont certains datent de la fin du 19^e siècle. Leurs fondations et les poutres sont affectées par des contraintes de plus en plus fortes telles qu'un trafic routier et des charges en constante progression mais aussi la pollution et l'humidité.

Dans le domaine humanitaire et militaire, la détection des mines anti-personnel (AP) et antichar (AC) occupe un autre vaste champ de recherche (Cui and Chew [2000b], Millot [2002]). Plus de 60 millions de mines AP sont dispersées dans le monde et il en existe plus de 2000 types. Elles peuvent aussi bien être enfouies que posées sur le sol. Différentes solutions sont proposées pour leur recherche mais aucune n'offre un taux de détection suffisant avec une probabilité de fausse alarme faible à elle seule, d'autant plus que la

composition des mines est très variée. Certaines d'entre elles ne contenant pas de métal, l'utilisation de détecteurs de métaux est donc limitée.

Ainsi, les techniques radar constituent un moyen d'investigation supplémentaire. La communauté scientifique se penche depuis longtemps sur ce problème et plusieurs systèmes, devant encore être améliorés, ont déjà vu le jour.

L'association de différents outils complémentaires semble être la solution pour l'élaboration d'un système fonctionnant sur tous les types de terrain et avec un taux de fausses alarmes faible.

En ce qui concerne le domaine médical, de nombreux travaux ont été effectués, ceux-ci peuvent consister par exemple à la localisation des différents organes du corps humain ou à la visualisation de la répartition d'énergie de chauffage pendant un traitement d'hyperthermie.

L'un des avantages dans le cas de l'imagerie médicale réside dans la configuration géométrique de mesure. En effet, le milieu étudié (ici le corps humain) peut être entouré de capteurs à la différence des mines ou des chaussées. En revanche, la forte atténuation des tissus biologiques, essentiellement constitués d'eau, impose l'utilisation de basses fréquences et d'algorithmes d'imagerie performants.

Plusieurs systèmes travaillant en monofréquence ont déjà été développés (Jofre et al. [1986], Geffrin [1995]). Ils utilisent un réseau circulaire de capteurs pour réaliser une image en coupe du patient (tomographie). Cette géométrie autorise l'utilisation d'une seule fréquence dans le processus d'imagerie, en revanche dans le cadre de cette thèse dédiée à la détection d'objets enfouis, le réseau d'antennes (qu'il soit simulé ou réel) sera plan. Pour pallier au manque d'information inhérent à cette configuration, les mesures se feront alors en multifréquence.

Le domaine des applications radar est donc vaste, dans cette étude nous nous sommes plus particulièrement intéressés au GPR (*Ground Penetrating Radar* ou radar à pénétration de sol) pour la détection des mines ou la mesure des épaisseurs de chaussées.

Les radars de type GPR sont traditionnellement à impulsions courtes pour des raisons techniques. Malheureusement, ceux-ci se trouvent limités en hautes fréquences. Les impulsions générées sont limitées dans le temps (vers 300 ps) ce qui restreint la bande de fréquence d'étude (2 ou 3 GHz au maximum).

D'autre part, des problèmes dus à la maîtrise de la forme de l'onde ou à la répétitivité des impulsions doivent être résolus.

C'est pourquoi les recherches actuelles se tournent vers le radar à impulsions synthétiques qui malgré un coût plus élevé offre un plus grand choix de configurations de mesures.

Son principe est simple, une série d'ondes de différentes fréquences est générée le long d'un intervalle préalablement défini. Une fois la totalité des ondes récoltée, une transformée de Fourier inverse est réalisée pour recréer l'impulsion dans le domaine temporel. L'avantage du système tient dans la gestion de la bande de fréquence qui peut être complètement maîtrisée afin de définir précisément l'influence des fréquences sur le milieu ausculté. L'utilisation avec des antennes adaptées permet la montée en fréquence et les mesures en ultra large bande.

C'est d'ailleurs à ce type de radar que la première partie du mémoire est consacrée, en effet, tous ses éléments constitutifs doivent être optimisés pour une utilisation en ultra large bande et notamment les antennes. Outre leur bande passante, celles-ci se doivent d'être directives pour pointer précisément la cible et récupérer le maximum de signal.

La disposition des antennes constitue également un élément important. Ainsi, quatre types de mesure sont définis. Chacun prend en compte le nombre d'antennes utilisées, allant de la configuration la plus simple (un seul capteur) à la plus compliquée (réseau de capteurs) :

- Si la même antenne est utilisée pour l'émission et la réception des ondes, on parlera de capteur monostatique. C'est la configuration la plus simple et la plus économique à réaliser, malheureusement elle comporte plusieurs défauts. Ainsi, la mesure sur un site nécessite le déplacement du système engendrant une erreur relativement importante sur sa position si celui-ci n'est pas déplacé mécaniquement. De plus, la dynamique des mesures sera faible car la même antenne est utilisée pour l'émission et la réception, le signal récupéré devant d'ailleurs être séparé du signal émis par un diviseur.
- Appelée quasi-monostatique ou bistatique faible, cette configuration consiste à disposer deux antennes côte à côte, l'une en émission et l'autre en réception. Les antennes étant très proches, elles peuvent être considérées comme identiques (distance inférieure à $\lambda/2$). Cette technique présente les mêmes inconvénients que le monostatique en terme de déplacement et d'exactitude sur la position, il faut en outre tenir compte du couplage inter-antenne fort pouvant annihiler toute détection d'objets proches du système. Son avantage réside dans le fait que les deux voies (émission et réception) sont parfaitement différenciées et dans son encombrement qui est faible.
- La configuration bistatique est une disposition d'antennes similaire à la précédente. Deux antennes sont utilisées (toujours l'une en émission et la seconde en réception) mais sont séparées d'une distance supérieure ou égale à $\lambda/2$. La principale différence par rapport au bistatique faible tient dans le couplage inter-antennes qui est moins fort.
- La dernière configuration exploitable est la plus intéressante au niveau

du positionnement des antennes puisque utilisant un réseau d'antennes commutées électroniquement. Elle est nommée configuration multistatique et consiste en une série d'antennes capables de passer d'émettrice à réceptrice grâce à un système de commande électronique. Le pas inter-antenne ou pas spatial peut être constant ou non (on parle alors de réseau lacunaire) et chaque antenne est vue, d'après le théorème de Shannon, indépendamment l'une de l'autre. Le grand avantage de ce système tient dans son immobilité, les mesures sont à position fixe donc précises et infiniment plus rapides que les autres configurations. Son coût forcément plus élevé, son encombrement et un couplage inter-antenne fort peuvent constituer néanmoins des inconvénients non négligeables.

La disposition des antennes étant définie, il est également important de définir le type de polarisation utilisée. Ce domaine fait d'ailleurs l'objet de nombreuses études en géosciences (Hoekman and Quiñones [2002], Dierking and Skriver [2002], Cloude [1983], Wang and Saillard [1999]).

En effet, dans le cas de mesures sur site, une dépolarisation du champ diffracté apparaîtra. Pour cela un capteur polarimétrique est nécessaire. De plus si le milieu est anisotrope, la connaissance du tenseur de permittivité de l'objet permettra une caractérisation plus efficace dont les applications sont déjà effectives dans la classification de mines ou en météorologie (pluie, neige, grêle, etc.).

C'est dans cette optique que la polarimétrie radar a vu le jour, l'objectif étant d'étudier les phénomènes résultant de la dépolarisation vectorielle des ondes électromagnétiques diffusées par un obstacle.

Cette technique permet certains traitements notamment la minimisation des échos parasites (fouillis) afin d'augmenter le contraste. L'étude de la polarisation du champ fournit donc une information supplémentaire.

Malheureusement, il n'existe actuellement aucun capteur polarimétrique de dimensions restreintes. Celui-ci doit nécessairement être constitué de 2 voire 4 antennes (pour une mesure en mono ou bistatique) pour pouvoir récupérer la totalité du champ polarisé et reconstituer la matrice de polarisation.

Malgré ce défaut contrariant le développement de réseaux d'antennes compacts pour des mesures multistatiques et polarimétriques, les potentialités sont importantes et de moins en moins négligées.

Techniques d'imagerie

Une fois la géométrie du capteur et le type de mesures définies, il devient nécessaire de s'intéresser à la présentation des informations issues des mesures.

Le plus simple des traitements réalisables consiste à présenter directement la mesure des différents échos reçus. Trois méthodes existent désignées

par les termes A, B ou C-scan :

- La première d'entre elles, appelée mode A-scan, est définie par la représentation selon un axe temporel de la réponse du milieu par rapport à l'impulsion émise, le capteur étant fixe.
- En mode B-scan, le capteur se déplace en ligne droite. L'image est obtenue par la mise côte à côte des images A-scan successives. On obtient alors une vue bidimensionnelle du domaine d'investigation.
- Enfin, en mode C-scan, le capteur couvre une surface ligne par ligne. L'image obtenue est alors tridimensionnelle et permet une étude du milieu couche par couche.

Plusieurs traitements peuvent ensuite être appliqués sur les images pour faire ressortir l'information désirée (migration, application de gain, etc.). Quoi qu'il en soit, cette information reste qualitative, c'est à dire qu'elle ne donne pas accès aux propriétés électromagnétiques du milieu.

En supplément des ces trois méthodes de présentation des mesures, deux types d'imagerie sont définis. Le premier, appelé imagerie qualitative consiste à rechercher la présence, la localisation et la forme de l'objet par la reconstruction approximative des sources de courant induites, tandis que le second, dénommé imagerie quantitative tentera, en plus, de donner une information sur les caractéristiques électromagnétiques des objets illuminés.

Ces deux types d'imagerie font appel à des algorithmes et des traitements différents. En règle générale, les processus d'imagerie qualitative sont plus rapides que ceux de l'imagerie quantitative. Ils suscitent donc toujours l'intérêt malgré l'accroissement de la puissance de calculs des ordinateurs qui aura permis l'explosion des méthodes quantitatives (Dourthe et al. [2000b], Joachimowicz et al. [1991], Berg and Kleiman [1995], etc.).

Une possibilité serait d'ailleurs d'utiliser l'imagerie qualitative pour identifier des zones suspectes dont le traitement différé, pour l'obtention d'une image exacte, serait réalisé par des algorithmes quantitatifs.

Dans tous les cas, la méthode d'imagerie retenue pourra être scindée en deux problèmes : le problème direct et le problème inverse.

Le problème direct consiste à calculer le champ diffracté par un objet connu illuminé par un champ incident défini et récolté sur une ligne de mesure donnée. Le problème inverse, pour sa part, recherche certaines des caractéristiques de l'objet à partir du champ diffracté.

Le problème direct

Peu de problèmes de diffraction sont résolubles analytiquement (Miller [1988]). Cela est possible, en général, dans les situations où la forme de l'objet présente certaines symétries, rendant sa description facilitée dans un système de coordonnées prédéfinies¹ et en espace libre. Dans les autres cas, il est nécessaire d'approcher la solution par une méthode numérique.

¹Systèmes cartésien, cylindrique, sphérique, elliptique, etc.

Parmi elles, on peut citer les approximations de Born et de Rytov qui tentent d'approcher la valeur du champ total dans l'objet. Elles sont néanmoins restrictives car pour l'approximation de Born, le produit du diamètre de l'objet et de l'indice de réfraction doit être inférieur à $0,25\lambda$ (où λ est la longueur d'onde dans l'objet) tandis que pour l'approximation de Rytov, la variation entre l'indice de réfraction et celui du milieu extérieur ne pourra pas être supérieure à 2 % (Slaney et al. [1984]).

Ces deux approximations ne peuvent évidemment traiter tous les types d'objets et de contrastes. On leur préfère, en général, des méthodes numériques plus coûteuses en temps de calcul mais offrant une validité du modèle plus large.

Parmi elles, les méthodes d'éléments finis ou des moments (Richmond [1965], Richmond [1966]) sont les plus utilisées. Dans ces différents cas, le champ total est calculé suivant une base de fonctions prédéfinies (appelées fonctions de base). Un système linéaire, à résoudre, est créé et les inconnues sont les coefficients à appliquer sur ces fonctions de base.

D'autres techniques sont également disponibles, comme la TLM, les différences finies ou des approches par contour.

Le problème inverse

La résolution du problème direct est au moins aussi importante que celle du problème inverse. En effet, si le calcul du champ diffracté par l'objet n'est pas précis, la détermination de ses caractéristiques pourra tout simplement être fautive avec la résolution d'un problème inverse.

De plus, de son côté, le problème inverse est réputé mal posé, c'est à dire qu'au moins une des trois conditions suivantes n'est pas satisfaite (Hadamard [1923], Colton and Kress [1992]) :

1. existence de la solution ;
2. unicité de la solution ;
3. la solution est une fonction continue des données.

La première condition doit être considérée d'un point de vue mathématique. Ainsi, si pour tout objet illuminé par une onde électromagnétique, il existe un champ diffracté, l'inverse n'est pas vrai. Il n'existe pas forcément un objet pour toute valeur de champ diffracté.

En ce qui concerne la deuxième condition, la non unicité de la solution est due aux sources de courants non rayonnantes ou dont le rayonnement n'est pas mesurable (phénomène des ondes évanescentes). Ces courants ne contribuent pas au champ diffracté recolté sur la ligne de mesure. L'algorithme n'a donc aucune information qui pourrait conduire à leur reconstruction (Habashy and Oristaglio [1994]).

Enfin, la condition 3 implique que la minimisation du bruit de mesure est cruciale. Ce bruit existera forcément lors des campagnes de mesure et il

est donc nécessaire de le prendre en compte dans les algorithmes pour ne pas reconstruire un objet totalement différent de l'objet initial. Ces algorithmes devront donc présenter un comportement robuste face au bruit.

Il faut enfin ajouter qu'en supplément de ce caractère mal posé, la fonction qui relie les caractéristiques de l'objet et le champ diffracté est complexe et non linéaire.

La résolution du problème inverse est donc difficile, c'est pourquoi plusieurs méthodes tentant de le linéariser ont tout d'abord été développées. Les premières, nommées tomographie par diffraction, sont apparues dès les années 80 sur des objets en espace libre ou enfouis (notamment dans le domaine biomédical, Bolomey et al. [1982]). Le problème inverse était résolu en faisant appel aux approximations de Born ou de Rytov puis en appliquant le théorème de diffraction par projection de Fourier, grâce à la linéarisation de la fonction reliant les propriétés de l'objet au champ diffracté.

Ainsi pour des objets rentrant dans le cadre des approximations de Born et Rytov, il était possible d'avoir accès à leurs caractéristiques électromagnétiques (imagerie quantitative). Cependant, les hypothèses étaient nombreuses notamment, comme expliqué plus haut, sur les approximations du champ électrique total mais aussi sur la disposition des récepteurs. En effet, il était nécessaire de respecter le théorème de Shannon, avec un pas spatial inférieur à $\lambda/2$.

Pour faire face à certains de ces problèmes, des méthodes de détermination numérique du champ total dans l'objet furent utilisées. C'est le cas de Pichot (Pichot et al. [1985]) qui choisit une représentation intégrale des champs pour le problème direct et basa la reconstruction sur les courants induits, et non pas sur les caractéristiques électromagnétiques de l'objet. En effet, la relation entre le champ diffracté et les courants induits est linéaire. Les contraintes liées à la taille et aux propriétés des objets disparaissaient alors mais il s'avéra que des artefacts, dus au couplage entre objets, apparaissaient dans le cas de forts contrastes (Bolomey and Pichot [1991]).

Dans toutes les méthodes présentées, basées sur une approche linéaire du problème inverse, l'avantage réside dans leur rapidité mais elles sont néanmoins limitées. Toutefois, leur utilisation est encore d'actualité dans des systèmes de détection d'objets enfouis (Cui and Chew [2000a], Hansen and Johansen [2000]) où la rapidité du processus l'emporte sur la précision du résultat.

Enfin, d'autres techniques ont été développées. Celles-ci se différencient des méthodes précédentes par une approche itérative du problème inverse afin de conserver son caractère non-linéaire, leur but étant de traiter des objets hors des limitations fixées par la tomographie par diffraction.

Parmi elles, les méthodes de type Newton-Kantorovitch, bien qu'itéra-

tives adoptent une approche localement linéaire du problème inverse (en calculant un opérateur tangent par approximation linéaire du premier ordre). Elles permettent d'obtenir des images quantitatives du problème étudié et ont été utilisées avec succès par Joachimowicz (Joachimowicz et al. [1991]) pour la tomographie en espace libre.

D'autres méthodes ont été utilisées.

La première : méthode du gradient modifié (Kleiman and van den Berg [1992]), considère comme inconnus non seulement les propriétés électromagnétiques des objets mais aussi les valeurs du champ total dans le domaine. La fonctionnelle est construite autour de ces deux termes. Ainsi, la méthode du gradient modifié résout en même temps le problème direct (dans ce cas par la méthode des moments) et le problème inverse.

De nombreuses reconstructions en tomographie ont permis de valider cette technique que ce soit en espace libre (Kleiman and van den Berg [1994]) ou pour des objets enfouis (Sauriou et al. [1996], Lambert et al. [1998]), certaines ayant même été obtenues à partir de données expérimentales (Berg and Kleiman [1995]). D'autre part, un argument non négligeable en faveur de cette méthode réside dans son comportement face au bruit de mesure qui est meilleur que celui des méthodes de type Newton-Kantorovitch (Belkebir et al. [1997]).

Toujours dans le cadre de techniques itératives, la méthode du gradient conjugué constitue une approche identique mais la fonctionnelle dans le cas présent est uniquement composée du premier terme de celle du gradient modifié. Ainsi, à chaque itération l'algorithme tente de minimiser la distance entre le champ diffracté de référence et celui obtenu avec l'objet de l'itération actuelle, le champ total étant calculé exactement, par inversion du problème linéaire pour l'objet de chaque itération .

Cette technique couplée à la méthode des moments pour la résolution du problème direct a trouvé diverses applications en tomographie d'objets métalliques ou non avec données synthétiques ou expérimentales (Lobel et al. [1997a], Lobel et al. [1997b], Dourthe et al. [2000a], Guillaumont et al. [2001]).

La présentation des méthodes d'imagerie, effectuée ici, peut difficilement être exhaustive. Depuis quelques années notamment, d'autres méthodes ont été appliquées comme les méthodes basées sur le contour des objets (Ferray et al. [2003], Ramananjaona et al. [2001], Saillard et al. [2000]) ou celles utilisant les algorithmes génétiques (Caorsi et al. [2000]).

Prise en compte de la polarisation

Toutes ces méthodes sont, pour la plupart, développées dans le cas de la polarisation 2D-TM (champ électrique perpendiculaire au plan d'étude)

et peu le sont en 2D-TE (champ électrique parallèle au plan d'étude). Cette singularité s'explique en grande partie par l'orientation du champ électrique, en 2D-TE, qui génère des calculs nettement plus importants et coûteux en terme de temps (Peterson et al. [1998]). Une alternative consiste d'ailleurs à appliquer au champ magnétique de la polarisation 2D-TE, les méthodes développées plus haut pour la polarisation 2D-TM (Lambert [1997], Peterson and Klock [1988]), mais peu de capteurs magnétiques ont été développés pour des applications radar bien qu'il soit possible, en champ lointain, de déduire le champ électrique à partir de la connaissance du champ magnétique. C'est pourquoi les études se font sur le champ électrique.

Plusieurs études ont été présentées en imagerie quantitative mais elles restent limitées aux objets présentant un contraste diélectrique faible vis-à-vis du milieu extérieur. Il fallut attendre le début des années 90 pour voir apparaître des techniques tentant d'expliquer ces limitations issues du problème direct et d'y apporter une solution (Joachimowicz and Pichot [1990]).

Le scénario de résolution du problème direct est alors le même que pour le 2D-TM mais un développement plus complexe du système de fonctions de base est nécessaire engendrant alors des calculs plus délicats (Peterson et al. [1998], Zwamborn and van den Berg [1991], Zwamborn [1991]).

Régularisation

Enfin, des techniques de régularisation peuvent être utilisées pour remédier au caractère mal-posé du problème inverse. Elles consistent à insérer une information a priori pour favoriser la convergence de l'algorithme vers un objet présentant des caractéristiques souhaitées.

Cette information peut être de plusieurs types, notamment supposer que le profil de l'objet sera lisse et sans discontinuités (Tikhonov and Arsenin [1977]) ou au contraire qu'il sera homogène et à discontinuités franches avec le milieu extérieur (Lobel et al. [1997a]).

Cette dernière technique décrit mieux les objets réels que la technique de Tikhonov, et elle a d'ailleurs été implémentée dans l'algorithme de problème inverse du laboratoire pour permettre une convergence plus rapide.

Plan du mémoire

Ce mémoire est scindé en deux parties visant à traiter le problème de l'imagerie microonde polarimétrique sur plusieurs niveaux. La première est orientée vers le côté expérimental tandis que la seconde se tournera vers un aspect numérique de l'imagerie bidimensionnelle.

Le développement et l'utilisation de systèmes de mesure radar occupent un champ d'application très vaste mais les mesures restent contraignantes de

par le nombre de paramètres à fixer (fréquences, configuration des antennes, déplacement du système, etc.).

Ainsi, il apparaît nécessaire de développer des moyens d'acquisition à la fois multistatiques et multifréquence. Cette procédure passe par deux phases, la première consiste à concevoir les antennes appropriées à ce type de mesure et la deuxième, qui n'entre pas dans le cadre de ce mémoire², impose une recherche sur l'architecture du système en lui-même.

L'objet de cette première partie est, par conséquent, l'étude et la conception d'antennes pour une utilisation en imagerie microonde. Le laboratoire étant lié par diverses collaborations et contrats à des organismes de recherche ou des entreprises, les antennes devaient répondre à une série de contraintes définies préalablement.

L'architecture de cette partie est développée ainsi : après une rapide étude bibliographique sur les antennes ultra-large bande, seront présentées quelques unes des antennes conçues au cours de cette thèse au sein du laboratoire. Issues d'un travail entamé en 1997 sur Duroïd (Guillanton [1997]), cette étude s'est poursuivie depuis pour des raisons de coût et de poids, par une transposition sur substrat à air (Le Brusq [1999]). Trois d'entre elles, adaptées pour différents thèmes d'auscultation radar, seront présentées.

Le chapitre suivant est dédié aux mesures sur site. Afin de caractériser les différents capteurs élaborés, il était nécessaire de les tester dans diverses configurations et milieux.

Le premier d'entre eux était constitué par un manège de fatigue, servant à simuler le passage d'essieux lourds sur une structure de chaussée et situé au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées de Nantes. L'objectif se situait dans la détection de couches de bitume très minces en comparaison des possibilités offertes par un radar impulsif commercial.

La deuxième campagne de mesures a été réalisée sur le site test géophysique du même organisme. Pour cela, deux autres antennes ont été utilisées en vue de donner quelques éléments de réponse sur les bénéfices apportés par le radar à saut de fréquence ainsi que par les mesures en polarimétrie.

La première partie de ce mémoire se conclura par une courte synthèse sur ces différentes études.

Puis la réalisation d'un code d'imagerie microonde bidimensionnelle pour la polarisation 2D-TE sera développée dans la seconde partie.

Un algorithme de diffraction électromagnétique a tout d'abord été développé pour le problème direct. Étant donné le manque d'informations sur les propriétés de l'objet au cours du processus d'imagerie, un maillage carré a été adopté et une méthode des moments appliquée. En polarisation 2D-TE, l'orientation du champ électrique est telle que les calculs sont sensiblement

²Le lecteur pourra se reporter aux travaux d'E. Guillanton (Guillanton [2000]) pour plus de précisions.

plus complexes qu'en 2D-TM. Cette complexité se traduit par l'utilisation de fonctions de base et de test étalées sur plusieurs cellules ce qui alourdit fortement les équations. Néanmoins ce choix est nécessaire pour pouvoir traiter tout type de contrastes diélectriques (Peterson et al. [1998]).

Tout au long du développement, une attention particulière aura été portée sur l'écriture des équations afin de pouvoir y discerner la résolution des deux types de polarisation. Ainsi, le code du problème direct élaboré dans ces pages est capable de traiter à la fois des cas de polarisation 2D-TE et TM. Cette possibilité trouve son intérêt dans le processus d'optimisation définissant le problème inverse.

La méthode employée est une méthode de gradient conjuguée développée précédemment (Dourthe [1997]) et éprouvée dans de nombreux cas (Aliferis [2002], Guillaumont et al. [2001]). La nouveauté se situe ici dans son utilisation pour la polarisation 2D-TE, quelques modifications auront, d'ailleurs, été nécessaires.

Ainsi, l'association de ces deux algorithmes permet d'envisager une méthode d'imagerie microonde adaptée aux deux types de polarisation. La dernière section de cette partie numérique sera donc logiquement dédiée à l'étude d'un cas test afin de présenter l'intérêt et quelques unes des possibilités d'un tel code.

Première partie

Etudes expérimentales

Chapitre 2

Antennes ultra-large bande

Sommaire

2.1	Bibliographie des antennes Large Bande	16
2.2	Développement des premières antennes	19
2.2.1	Optimisations	20
2.3	Présentation de l'antenne de référence	24
2.3.1	Structure	25
2.3.2	Caractéristiques géométriques de l'antenne	25
2.3.3	Bande passante	27
2.3.4	Diagrammes de rayonnement	27
2.3.5	Gain et polarisation croisée	29
2.3.6	Réponse impulsionnelle	32
2.3.7	Synthèse sur l'antenne ETSA_A4	34
2.4	Antenne ETSA sans excroissances métalliques	36
2.4.1	Structure de l'antenne	36
2.4.2	Bande passante	37
2.4.3	Diagrammes de rayonnement	37
2.4.4	Gain et polarisation croisée	39
2.4.5	Réponse impulsionnelle	39
2.4.6	Synthèse sur l'antenne ETSA_A3	40
2.5	Optimisation dans la bande [0,15–1,5] GHz	43
2.5.1	Conception et réalisation des antennes	43
2.5.2	Structure des antennes	44
2.5.3	Processus de fabrication des antennes	44
2.5.4	Assemblage de l'antenne	46
2.5.5	Bande passante	49
2.5.6	Diagrammes de rayonnement et gain	50
2.5.7	Réponse impulsionnelle	50
2.5.8	Synthèse sur l'antenne ETSA_A0	51
2.6	Conclusion sur la conception des antennes	55



– Brignolles –

Le premier chapitre de ce travail de thèse s'intéresse au développement d'antennes pour des utilisations radar. Une des caractéristiques les plus recherchées était une très large bande passante.

Ainsi, au cours des dernières années, de nombreux capteurs ont été développés pour des applications de détection d'objets enfouis. Une étude bibliographique était donc nécessaire afin de pouvoir sélectionner le type d'antenne le mieux adapté à nos besoins.

Enfin, après avoir sélectionné le capteur adéquat, la conception des antennes pouvait débuter en prenant en compte la maîtrise du laboratoire dans la réalisation d'antennes imprimées.

2.1 Bibliographie des antennes Large Bande

Plusieurs capteurs, très large voire ultra large bande existent à ce jour. Ainsi, il est possible d'en citer plusieurs classes, parmi elles se trouvent :

- les antennes élémentaires, c'est à dire les monopoles, les dipôles cylindriques ou les antennes papillons (figure 2.1). Malgré leur facilité de conception, ces capteurs présentent un faible gain. L'introduction de résistances, afin d'en faire des éléments chargés aura permis d'augmenter leur bande passante et d'améliorer leur réponse impulsionnelle. Leur rayonnement reste omnidirectionnel ce qui peut induire un couplage inter-antenne dans le cas de mesures bistatiques ou multistatiques.

En 1997, Dourthe (Dourthe [1997]) présenta une série de mesures, pour l'imagerie qualitative, réalisées grâce à un module d'émission-réception constitué de deux antennes papillons posées sur le sol. Ce module, fournissant des relevés dans la bande $[0,3-1,3]$ GHz permettait de synthétiser un réseau multifréquence et multiposition. Malheureusement, le rayonnement de ces antennes était perpendiculaire au plan du substrat ce qui impliquait un encombrement important du module. De plus, un couplage existait, premièrement, entre les deux éléments rayonnants et, deuxièmement, entre les antennes et le sol.

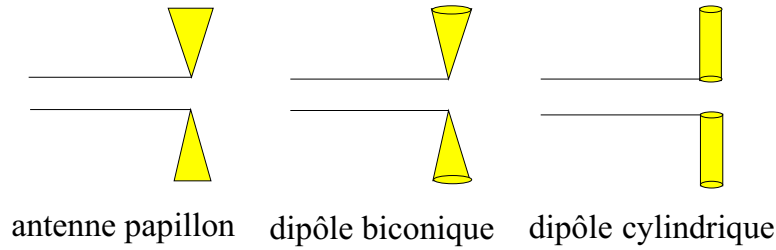


FIG. 2.1: Antennes élémentaires

- les antennes à ondes progressives ou non-résonnantes, sont dénommées ainsi car les champs et les courants peuvent être représentés par une ou plusieurs ondes progressives souvent de même direction. Leur rayonnement est unidirectionnel, se retrouvent dans cette classe les antennes cierge, en hélices, filaires et les dipôles taillés en V (figure 2.2).

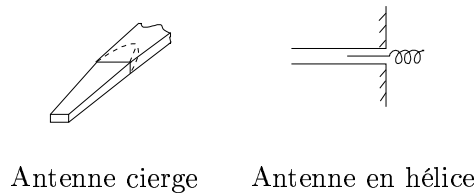
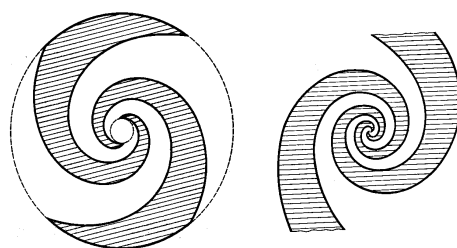
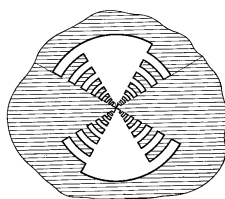


FIG. 2.2: Antennes à ondes progressives

- les antennes indépendantes de la fréquence telles que les spirales logarithmiques planes ou coniques, ou les antennes log-périodiques (figure 2.3). Le champ rayonné est à polarisation circulaire ou elliptique.
- les antennes à ouverture comme les cornets. Elle sont caractérisées par une large bande et une grande pureté de polarisation. Cette classe est scindée en deux familles, les antennes à parois lisses comme le cornet pyramidal, conique, sectoral dans le plan E (figure 2.4) ou le plan H, etc. et les antennes à parois rainurées dans lesquelles se trouvent les cornets corrugués (*corrugated* ou *ridged horns*). Dans tous les cas, le champ rayonné est une combinaison du champ rayonné par l'ouverture et des champs diffractés par les parois. En ce qui concerne les cornets corrugués, les champs sont nuls sur la périphérie de l'ouverture rayonnante, ce qui élimine alors les effets de diffractions parasites introduits par les bords.
- les antennes à fente à transition progressive (*Tapered Slot Antennas* ou TSA) constituées d'une ligne à fente s'élargissant suivant un profil donné jusqu'à une discontinuité terminale (figure 2.5) (Lewis et al. [1974], Gibson [1979]). Leur rayonnement est longitudinal et paral-



antennes spirale logarithmique



antenne log-périodique

FIG. 2.3: Antennes indépendantes de la fréquence

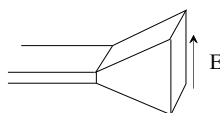


FIG. 2.4: Antenne à ouverture

lèle au plan du substrat ce qui constitue une qualité pour une mise en réseau potentielle. Différents profils sont réalisables, lesquels dépendent directement des caractéristiques électromagnétiques souhaitées. Ils sont classifiés ainsi :

- LTSA de profil linéaire, la plus simple à réaliser. Les paramètres à fixer sont la longueur, la hauteur et l'angle d'ouverture. Schaubert (Schaubert [1990]) a montré qu'elle présentait des niveaux de polarisation croisée élevés ce qui n'est pas souhaitable pour les applications envisagées.
- BLTSA ou antenne à fente à transition progressive à ligne brisée. Les paramètres à fixer sont plus nombreux, ce qui autorise des niveaux de polarisation croisée plus faibles mais encore trop élevés pour nos applications.
- Vivaldi ou ETSA, constituée d'un profil exponentiel ou elliptique. Cette forme limite les réflexions sur les côtés et diminue encore les niveaux de polarisation croisée, en contrepartie, il est nécessaire de fixer de nombreux paramètres (longueur, hauteur, angle d'ouverture au départ et à la fin de la fente, type de profil exponentiel ou elliptique, etc.)

- CWSA à transition progressive puis à largeur constante. Les paramètres à fixer sont encore plus nombreux et permettent un contrôle plus efficace du rayonnement

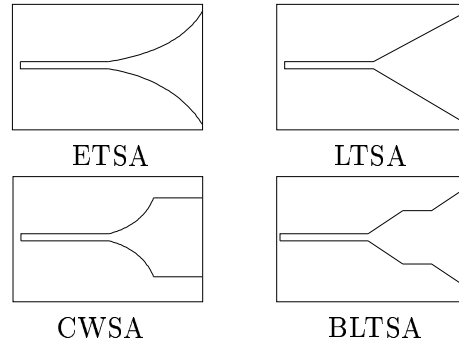


FIG. 2.5: Antennes TSA

Toutes ces antennes sont utilisées dans de nombreux systèmes, ainsi les antennes spirales seront choisies pour des applications où la forme de la réponse impulsionnelle n'est pas primordiale. Dans le cas où la finesse de la réponse impulsionnelle est un élément important, le choix se portera sur des dipôles chargés ou des antennes à onde progressive.

L'objectif de cette étude consiste à réaliser une antenne présentant, entre autres, un poids limité, des dimensions réduites, une large bande passante et des niveaux de polarisation croisée faibles pour une mise en réseau ultérieure. Le laboratoire étant spécialisé dans la réalisation d'antennes imprimées, notre choix s'est alors tout naturellement orienté vers la conception d'antennes ETSA. En plus des qualités requises citées plus haut, ces antennes offrent un gain élevé et une très bonne directivité.

Leurs nombreuses qualités ont depuis permis à ces antennes d'être utilisées dans différentes applications telles que les communications entre satellites, les radars ou la radioastronomie (Yngvesson et al. [1989]).

2.2 Développement des premières antennes

Les premières études réalisées sur la conception d'un capteur pour système radar sont issues d'une collaboration contractuelle avec le Commissariat à l'Énergie Atomique/Laboratoire d'Électronique de Technologie et d'Instrumentation (CEA/LETI) de Grenoble. Cette étude, qui a débuté en 1997, rentrait dans le cadre du stage de DEA de Guillanton (Guillanton [1997]).

L'objectif de cette étude consistait à la réalisation d'une antenne ayant une polarisation linéaire et une bande passante d'une décade pour un ROS inférieur à 2.

Les antennes sont développées sur Duroïd TLY en verre-téflon de permittivité diélectrique $\varepsilon_r = 2,2$ et d'épaisseur $h = 1,524$ mm. Les transitions progressives étudiées présentent un profil exponentiel.

2.2.1 Optimisations

Cette étude a suivi deux axes majeurs. Dans un premier temps, l'antenne a été développée pour obtenir une bande passante la plus large possible. Dans une deuxième phase, elle a été optimisée du point de vue de la polarisation et des dimensions pour une intégration dans un réseau multicapteur.

Pour obtenir une alimentation large bande, l'étude a porté sur une antenne antipodale (Gazit [1988]) qui présente une transition très large bande entre le connecteur $50\ \Omega$ et l'antenne, contrairement à l'antenne Vivaldi de Gibson (Gibson [1979]). La transition progressive est la même pour la ETSA planaire et la ETSA antipodale mais elle est répartie entre le plan de masse et la ligne pour l'antipodale comme le montre la figure 2.6.

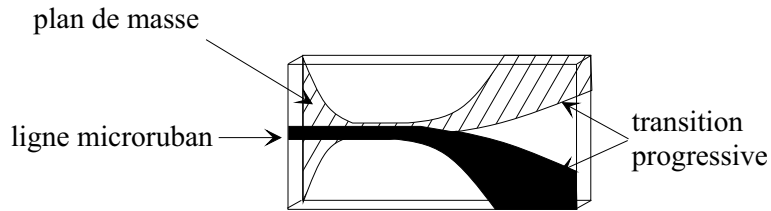


FIG. 2.6: TSA antipodale microruban

Sur un côté du substrat se trouve la ligne $50\ \Omega$ qui est évasée, produisant la première moitié d'une antenne Vivaldi conventionnelle. Sur l'autre face, le plan de masse est effilé pour générer la ligne jumelle $50\ \Omega$. Il est alors évasé dans la direction opposée à celle située sur la face supérieure, formant ainsi l'antenne. Le rétrécissement graduel du plan de masse vers la ligne jumelle puis vers la transition Vivaldi permet d'obtenir une très large bande évitant de limiter le potentiel de l'antenne.

Optimisation de la bande passante

Les premiers résultats significatifs ont été obtenus avec l'antenne suivante (figure 2.7) :

En comparaison avec l'antenne de la figure 2.6, celle-ci présente en supplément des excroissances métalliques afin d'augmenter la bande passante en basse fréquence.

La forme et les dimensions de ces excroissances ont été optimisées de façon empirique : un certain nombre de profils a tout d'abord été réalisé. À

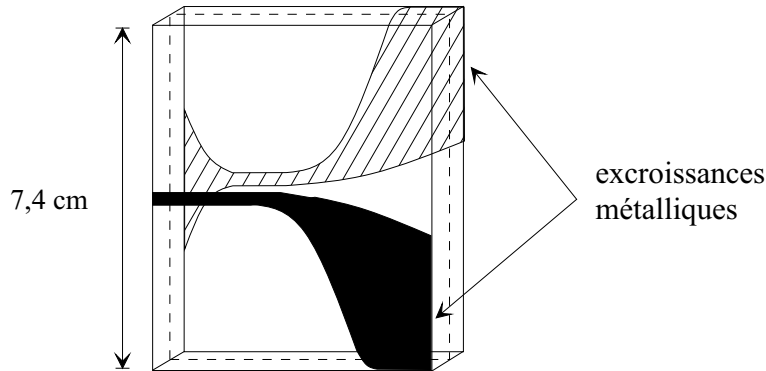


FIG. 2.7: Antenne antipodale microruban réalisée sur Duroïd

partir de ceux sélectionnés nous avons affiné les contours de l'antenne pour aboutir aux caractéristiques souhaitées. Les simulations effectuées par J.Y. Dauvignac à l'aide du logiciel SR3D (Ratajczak et al. [1994], Brachat et al. [1996]) ont par la suite servi de confirmation.

La bande passante (par rapport à l'adaptation d'impédance) est définie pour un $R.O.S. < 2$ ou pour une valeur du paramètre S_{11} telle que $|S_{11}| < -9,54$ dB. Les mesures ont été effectuées sur un analyseur de réseau HP8720B travaillant sur des fréquences allant de 120 MHz à 20 GHz. Pour ce capteur, une bande passante mesurée de 1,45 GHz à plus de 20 GHz est obtenue.

Cette antenne présente deux types de rayonnement. Un premier en bas de bande et jusqu'à 6 GHz qui est omnidirectionnel dans les deux plans. L'antenne se comporte comme un dipôle. Ce sont les densités de courant électrique sur les excroissances métalliques de l'antenne qui contribuent au rayonnement.

À partir de 6 GHz, la transition entre le fonctionnement dipôle et le fonctionnement de type Vivaldi s'effectue. Le rayonnement résulte alors principalement de la propagation d'une onde progressive le long de l'ouverture rayonnante. Plus on monte en fréquence et plus l'antenne est directive.

Les mesures de polarisation croisée et de gain permettent de définir les caractéristiques de rayonnement de l'antenne et de les confronter aux objectifs fixés par le cahier de charges (tableau 2.1) :

Le gain et la polarisation croisée de cette antenne augmentent avec la fréquence. À 2 GHz, le gain est faible, ce qui confirme le fonctionnement comme un dipôle. Il n'y a pas de concentration d'énergie dans une direction particulière.

Cette antenne présente une très large bande passante, ce qui remplit un des objectifs du cahier des charges fixé. Cependant, sa polarisation croisée se dégrade avec la fréquence. Ce résultat est dû à la dissymétrie de

Fréquence (GHz)	Polarisation croisée (dB)	Gain (dB)
2	-30	2,3
4	-18	4,2
6	-17	4,5
9	-18	5,7
12	-5	6,9
15	-7	7
20	-4	7,1

TAB. 2.1: Polarisation croisée et gain de l'antenne antipodale microruban

l'antenne qui introduit une composante perpendiculaire dans le champ électrique (figure 2.8). Pour le symétriser et améliorer la pureté de polarisation, une solution consiste à appliquer une autre couche de diélectrique et de métallisation (figure 2.9).

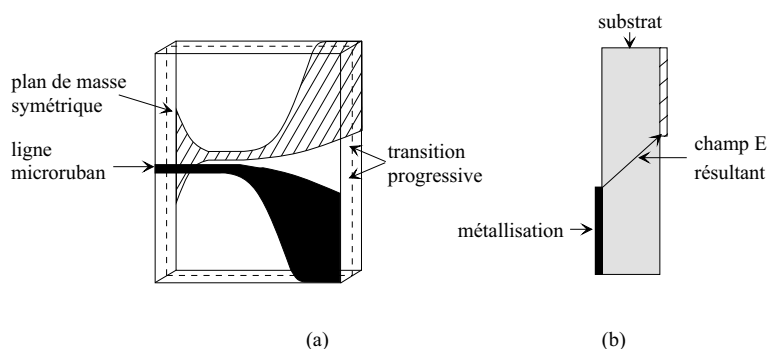


FIG. 2.8: Schéma de l'antenne antipodale (a) et direction du champ électrique résultant (b)

Optimisation de la polarisation et des dimensions

L'utilisation d'une structure triplaque génère une nouvelle antenne appelée antenne ETSA antipodale symétrique (figure 2.10). Cette structure permet d'obtenir un champ électrique dans l'axe du substrat à toutes les fréquences, ce qui augmente le découplage de polarisation. Ce changement de technologie a nécessité de calculer une nouvelle largeur pour les lignes afin de garder une impédance de 50Ω au niveau du connecteur. Les lignes obtenues sont plus étroites.

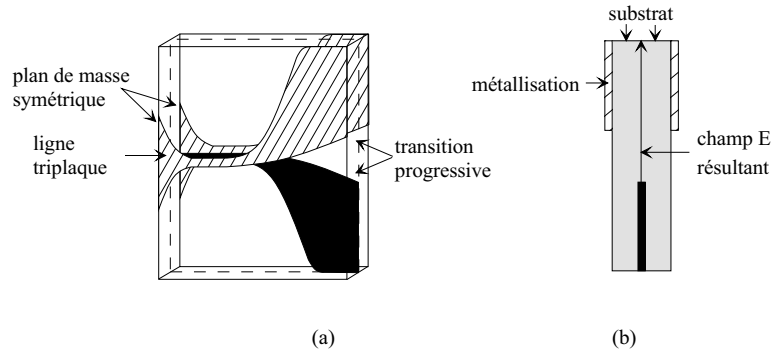


FIG. 2.9: Schéma de l'antenne antipodale symétrique (a) et direction du champ électrique résultant (b)

De plus, dans le but de réduire ses dimensions, la ligne d'alimentation et les plans de masse symétriques sont raccourcis pour obtenir un encombrement total de $6 \times 7,4 \times 0,308 \text{ cm}^3$.

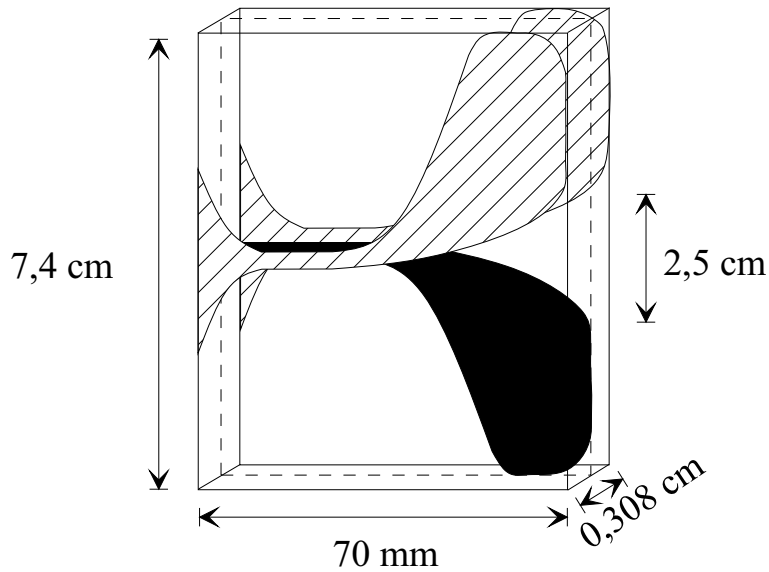


FIG. 2.10: Dimensions de l'antenne antipodale symétrique optimisée, réalisée sur Duroïd

Les extrémités des ailettes et de la transition progressive sont arrondies afin de diminuer les phénomènes de diffraction, la bande passante de la nouvelle antenne s'étend de 1,3 GHz à 20 GHz et plus.

La réalisation de l'antenne en technologie triplaque aboutit bien aux résultats escomptés sur la polarisation croisée (tableau 2.2).

Fréquence (GHz)	Polarisation croisée (dB)	Gain (dB)
4	-35	4,2
6	-27,5	4,2
9	-22	5
12	-22,5	10,3
15	/	11,4

TAB. 2.2: Polarisation croisée et gain de l'antenne antipodale symétrique optimisée

Les niveaux de polarisation croisée sont nettement plus faibles que pour l'antenne antipodale microruban et le gain présente, en moyenne, 1 dB de plus. Les mesures de rayonnement, effectuées dans le laboratoire, ont, en outre, permis de fixer la transition du fonctionnement omnidirectionnel au fonctionnement de type Vivaldi à 5 GHz.

Conclusion

Le développement d'une antenne destinée au contrôle non destructif d'objets enfouis dans les murs en béton vient d'être présenté. Sa bande passante débute à 1,3 GHz et s'étend au-delà de 20 GHz. Sa polarisation croisée dans l'axe reste inférieure à -20 dB sur toute la bande. Son rayonnement est de type dipôle de 1,3 GHz à 5 GHz et de type Vivaldi au-delà. Le gain traduit bien ces deux types de comportement puisqu'il vaut 4,2 dB à 4 GHz et ne cesse de croître avec la fréquence (11,4 dB à 15 GHz).

2.3 Présentation de l'antenne de référence

La première antenne présentée, qui servira ensuite d'antenne de référence, est issue d'un travail s'inscrivant dans le cadre d'une collaboration contractuelle avec le Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (LCPC) de Nantes. Il porte sur l'étude et la réalisation d'antennes ultra large bande pour l'émission et la réception de signaux microondes dans la bande [0.5–5] GHz, à grande pureté de polarisation et avec un gain supérieur à 5 dB (Le Brusq et al. [1999]). Ces antennes doivent servir à ausculter des chaussées (mesures d'épaisseur pour l'entretien) ou des structures de génie civil et détecter des objets enfouis (Dérobert et al. [2000a,b], Millot et al. [2000a,b,c]). Cette étude a été menée en étroite collaboration avec E. Guillanton dans le cadre de sa thèse de doctorat (Guillanton [2000]). Ayant été

développée au cours de mon stage de DEA, je ne présenterai ici que les caractéristiques de l'antenne jugées intéressantes pour la suite de l'étude.

2.3.1 Structure

La bande passante imposée par le cahier des charges, implique des dimensions élevées pour la future antenne (hauteur et longueur supérieures à 20 cm). Le Duroïd est un substrat au coût élevé (environ 350 Euros la plaque de $90 \times 40 \times 0,762 \text{ cm}^3$ contre 45 Euros pour la même plaque en époxy). C'est pourquoi nous avons décidé de développer l'antenne sur un substrat beaucoup plus économique.

L'antenne est réalisée en technologie triplaque. La ligne d'alimentation est constituée par trois conducteurs : une bande centrale (de largeur w) et deux plans de masse. Elle est remplie par un diélectrique homogène d'épaisseur h . Les champs E et H sont contenus dans la section transversale de la ligne (figure 2.11) où ils sont concentrés autour de la bande centrale.

Dans le cas présent (figure 2.12), deux plaques d'époxy d'épaisseur 0,8 mm, et de permittivité diélectrique $\varepsilon_r = 4,5$, ont été placées de part et d'autre de la structure. Leur rôle est uniquement mécanique, il permet le maintien de la métallisation qui est d'une épaisseur de quelques microns.

Le diélectrique remplissant la ligne est constitué de deux plaques de mousse de permittivité $\varepsilon_r = 1,07$ dans la bande $[0,1-20] \text{ GHz}$. Ceci leur confère les mêmes propriétés que l'air vis-à-vis des microondes.

Une feuille de Verre-Téflon (Duroïd TLY) de permittivité diélectrique $\varepsilon_r = 2,2$ et d'épaisseur 0,12 mm est insérée entre chaque plaque de diélectrique afin d'y recevoir la métallisation dessinant la bande centrale de la ligne triplaque.

Les mesures réalisées montrent que l'apport des deux couches d'époxy et de celle en Duroïd ne modifient en rien le comportement électromagnétique de l'antenne.

Toutes les antennes réalisées suivant ce concept ont été baptisées « *antennes sur substrat à air* ».

2.3.2 Caractéristiques géométriques de l'antenne

La première étape a consisté à calculer la largeur w de la ligne de façon à ce qu'elle présente une impédance de 50Ω . On a ainsi obtenu une valeur de 14,75 mm pour une épaisseur de 5 mm pour chaque plaque de mousse. Il a préalablement fallu définir analytiquement le profil exponentiel de la transition progressive et enfin terminer par les excroissances. La totalité des contours de l'antenne a été dessinée avec précision afin d'éliminer les discontinuités pouvant apparaître entre les parties courbes et les droites (figure 2.13). En effet, à de telles fréquences, l'apparition de discontinuités risquait d'affecter la propagation des courants électriques sur les parties

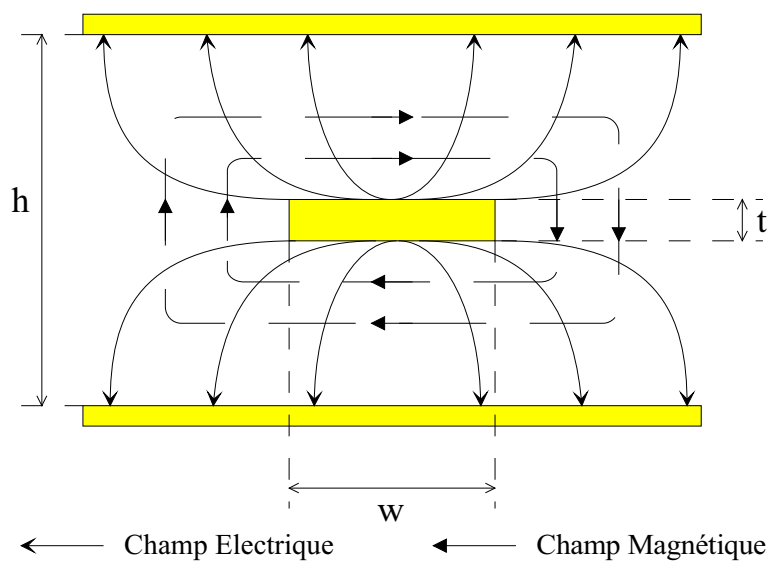


FIG. 2.11: Lignes de champ électrique et magnétique au sein d'une ligne triplaque

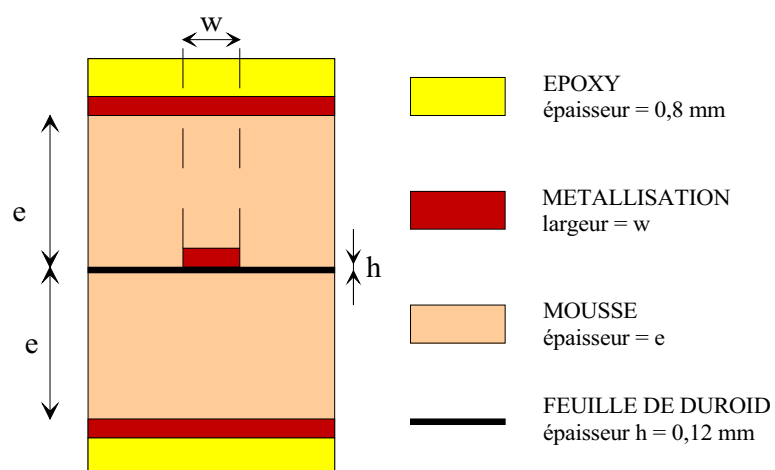


FIG. 2.12: Structure de la ligne triplaque des antennes sur substrat à air

métalliques et ainsi d'entraîner une dégradation de la bande passante en haute fréquence.

La figure 2.14 représente une vue éclatée de l'antenne. Lors de l'assemblage des couches de métallisation, un intérêt particulier est porté sur leur alignement, paramètre dont dépend fortement la bande passante de l'antenne.

En plus de leur rôle mécanique, les plaques d'époxy servent de radôme passif ne perturbant pas le rayonnement de l'antenne mais également de protection des parties métalliques dans le cas d'une utilisation en extérieur (rempart contre les intempéries).

Les dimensions de cette antenne, qui servira d'antenne de référence pour la suite, sont rappelées sur la figure 2.15. Le connecteur utilisé pour cette étude est du type SMA.

Au vu de ses dimensions, l'antenne de référence a été baptisée ETSA_A4. Dans l'optique de leur mise en réseau, le poids et l'encombrement des antennes devient une nouvelle contrainte du cahier des charges. Dans le cas présent, le poids de l'antenne ETSA_A4 est de 298 g et son épaisseur 1,1 cm, le volume du capteur atteint $0,6 \text{ dm}^3$, ce qui est faible. Un réseau de tels capteurs serait alors peu encombrant et engendrerait peu de contraintes mécaniques, ce qui constitue une grande qualité.

2.3.3 Bande passante

Les résultats obtenus pour l'antenne de référence (figure 2.16) montrent une adaptation à partir de 0,44 GHz jusqu'à 11,5 GHz ce qui couvre parfaitement la bande [0,5–5] GHz requise par le cahier des charges.

Au fil des mesures un nouveau paramètre important s'est imposé : la stabilité de l'antenne vis-à-vis des courants de retour. En effet, en vue de sonder certains milieux, il peut arriver que le capteur soit tenu par un système de fixation se situant non loin du connecteur et de la ligne. Pour faire des mesures précises, il est donc nécessaire que le coefficient de réflexion ne soit pas perturbé par le système de maintien de l'antenne. L'antenne ETSA_A4 présente justement très peu d'instabilités vis-à-vis de ces courants. Ceci peut s'expliquer en partie par le fait que le rapport entre la largeur de la ligne et la largeur du connecteur SMA est relativement faible ce qui réduit d'autant les instabilités au niveau de la jonction connecteur-ligne. Cette caractéristique de l'antenne est donc une qualité très appréciable.

2.3.4 Diagrammes de rayonnement

L'utilisation de la technologie triplaque permet d'obtenir une excellente pureté de polarisation suivant le plan du substrat. Les mesures ont été réalisées en chambre anéchoïde entre 1 et 10 GHz. La figure 2.17 décrit le repère dans lequel sont mesurés tous les diagrammes de rayonnement,

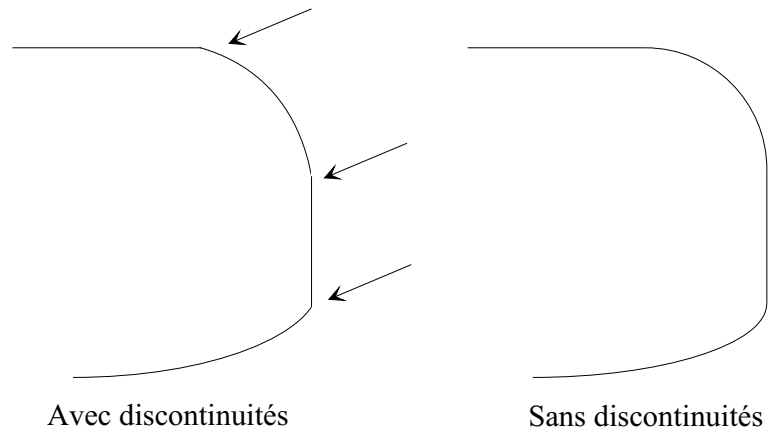


FIG. 2.13: Elimination des discontinuités

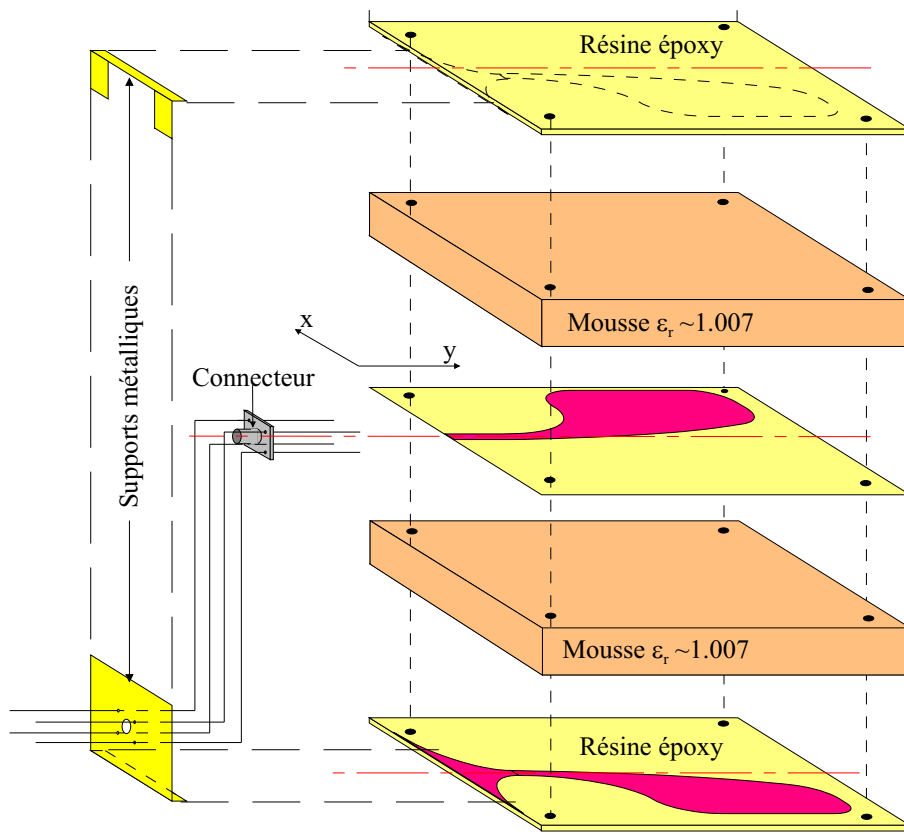


FIG. 2.14: Vue éclatée d'une antenne ETSA sur substrat à air

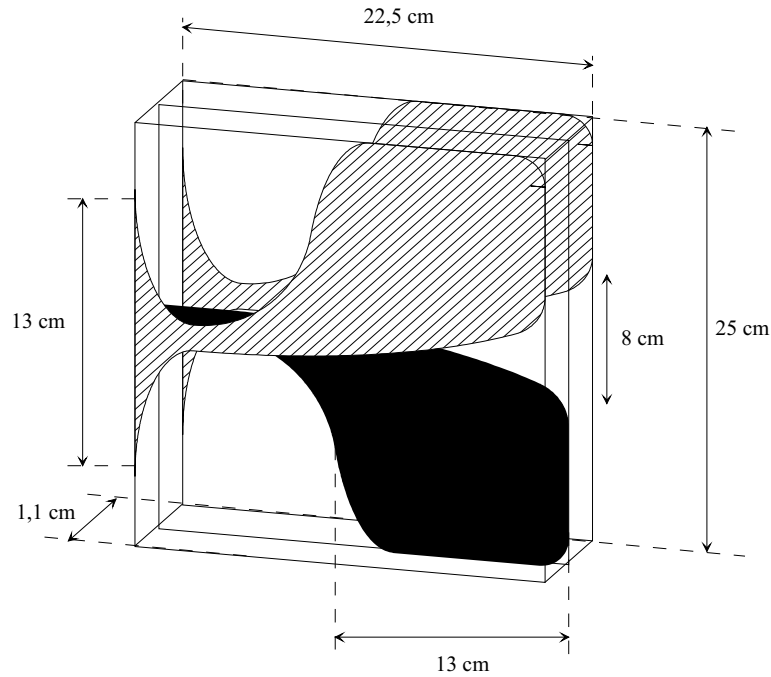


FIG. 2.15: Dimensions de l'antenne ETSA_A4

ceux-ci sont effectués par rapport au plan de l'antenne.

Ici ne sont présentées que celles prises à 1, 2, 4 et 6 GHz (figure 2.18).

La première mesure a été effectuée en bas de bande à 1 GHz. À cette fréquence le rayonnement est omnidirectionnel dans les deux plans, l'antenne se comporte alors comme un dipôle. Le niveau de polarisation croisée dans l'axe atteint -20 dB.

La transition entre le comportement de type antenne dipôle et le comportement de type Vivaldi, à savoir la propagation d'une onde progressive le long de l'ouverture rayonnante se décide aux environs de 2 GHz. L'antenne devient alors plus directive avec un angle d'ouverture à -3 dB du lobe principal dans le plan $\phi=90^\circ$, de 30° et un niveau de polarisation croisée dans l'axe de -25 dB.

2.3.5 Gain et polarisation croisée

La mesure du gain a ensuite été effectuée sur la bande de fréquence [1–6] GHz, les résultats sont présentés dans le tableau 2.3 ainsi que les valeurs de polarisation croisée. Les deux mesures ont été réalisées dans la direction de l'axe de la fente de l'antenne.

À 1 GHz, le niveau du gain reste faible, ceci étant dû au comportement de type dipôle de l'antenne. À cette fréquence le rayonnement est omnidi-

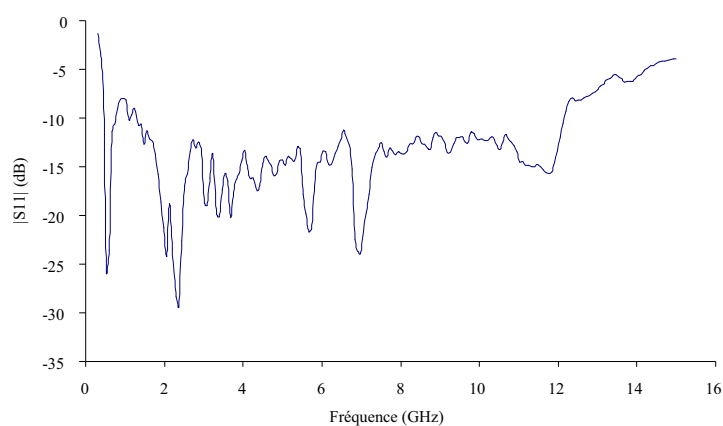


FIG. 2.16: Bande passante de l'antenne ETSA_A4

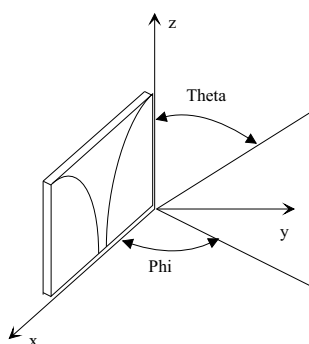


FIG. 2.17: Disposition des antennes dans la chambre anéchoïque

rectionnel.

Pour les autres fréquences, le gain ne cesse d'augmenter et reste élevé (supérieur à 6 dB).

Les niveaux de polarisation croisée dans l'axe restent toujours inférieurs à -20 dB sur toute la bande de fréquence ([1–6] GHz). *A priori*, ils sont encore meilleurs entre 0,5 GHz et 1 GHz (comportement dipôle)

Au-delà de 2 GHz, le rayonnement de l'antenne correspond à celui des antennes Vivaldi et se répète jusqu'à 6 GHz. Plus la fréquence augmente et plus l'antenne est directive (angle d'ouverture à -3 dB de 25° à 6 GHz).

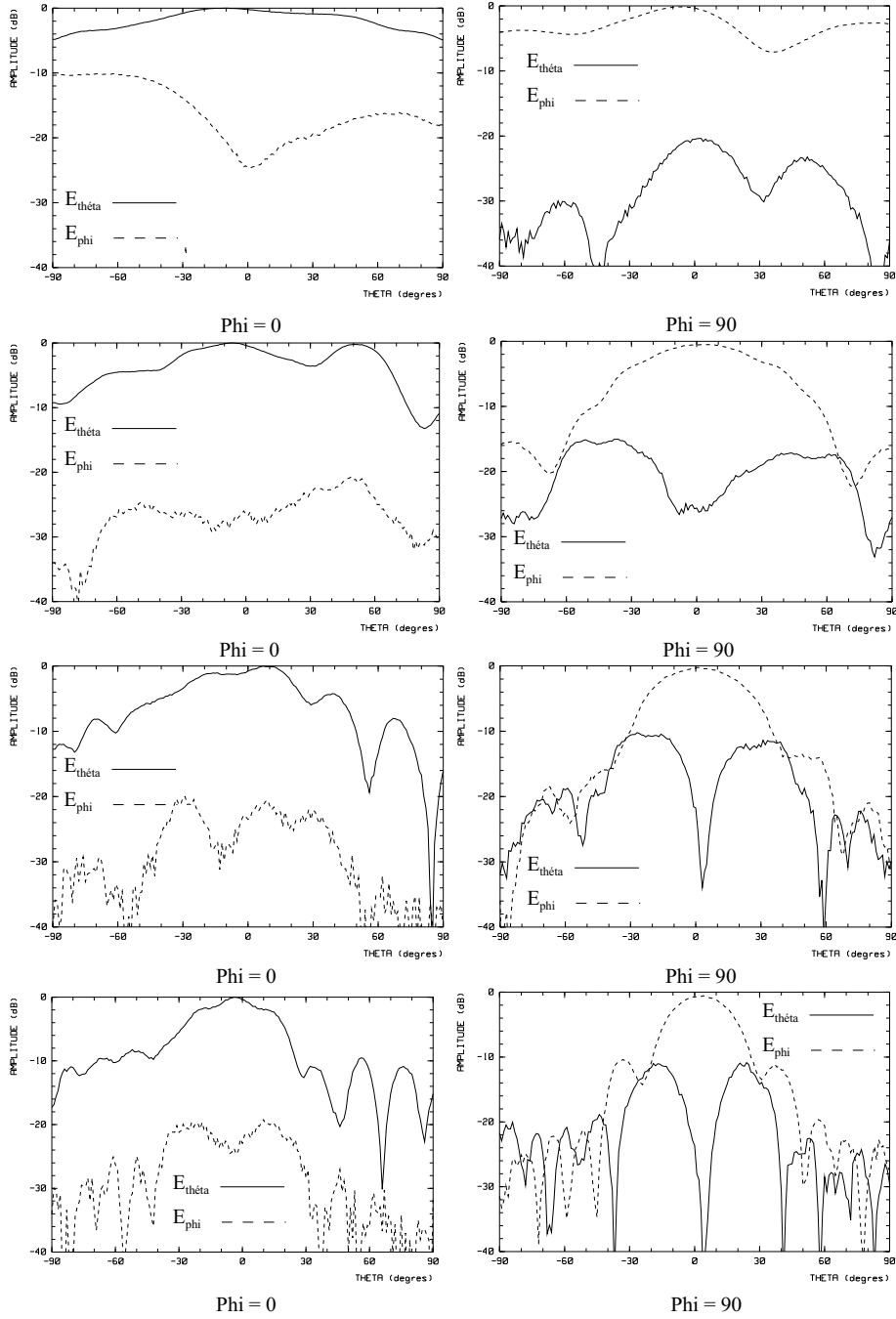


FIG. 2.18: Diagrammes de rayonnement de l'antenne ETSA_A4 à, respectivement, 1, 2, 4 et 6 GHz

Fréquence (GHz)	Polarisation croisée (dB)	Gain (dB)
1	-24	3.7
2	-26	6.8
3	-24	8.8
4	-24	10.7
5	-24	10.7
6	-30	11.6

TAB. 2.3: Polarisation croisée et gain de l'antenne ETSA_A4

2.3.6 Réponse impulsionnelle

Mesures en réflexion

La mesure de la réponse impulsionnelle de l'antenne a une grande importance en imagerie. En effet, elle permet de mettre en valeur la capacité de l'antenne à transmettre une série d'ondes électromagnétiques de différentes fréquences avec un minimum de distorsion. Pour cela, on génère une fonction porte dans le domaine fréquentiel, qui équivaut, après transformation de Fourier, à un sinus cardinal dans le domaine temporel. C'est la largeur de ce sinus cardinal qui permet de fixer la résolution des images radar. C'est pourquoi les antennes ayant une large bande passante sont avantageuses.

Afin de déterminer le plus efficacement possible les pertes dans l'antenne et de donner une référence, une plaque métallique est placée à 20 cm de l'antenne dont le plan est parallèle au champ E généré. L'analyseur est calibré en réflexion sur la bande $[0,43-8,32]$ GHz. La transformée de Fourier inverse $\Re[S_{11}(t)]$ du paramètre $\Re[S_{11}(f)]$ est visualisée sur la figure 2.19.

L'antenne mesurant 22,5 cm de long et réalisée dans de la mousse de permittivité diélectrique $\varepsilon_r = 1,07$, les oscillations comprises entre 0,268 ns et 1,71 ns correspondent donc à la dispersion dans l'antenne. L'écho de la plaque métallique se situant quant à lui à 3,25 ns.

En imagerie, la profondeur de pénétration maximum est déterminée par la fréquence basse de la bande étudiée mais aussi par l'énergie du signal qui est émis et par l'efficacité de la transmission. La figure 2.19 montre qu'une partie de l'énergie contenue dans l'impulsion est perdue au cours de sa propagation dans l'antenne. Cette perte d'énergie contribue à créer de petites oscillations résiduelles (situées derrière le pic central) qui peuvent masquer des réflexions plus faibles provenant d'objets très proches de l'antenne (figure 2.19). Bien que le pic caractérisant l'extrémité de l'antenne

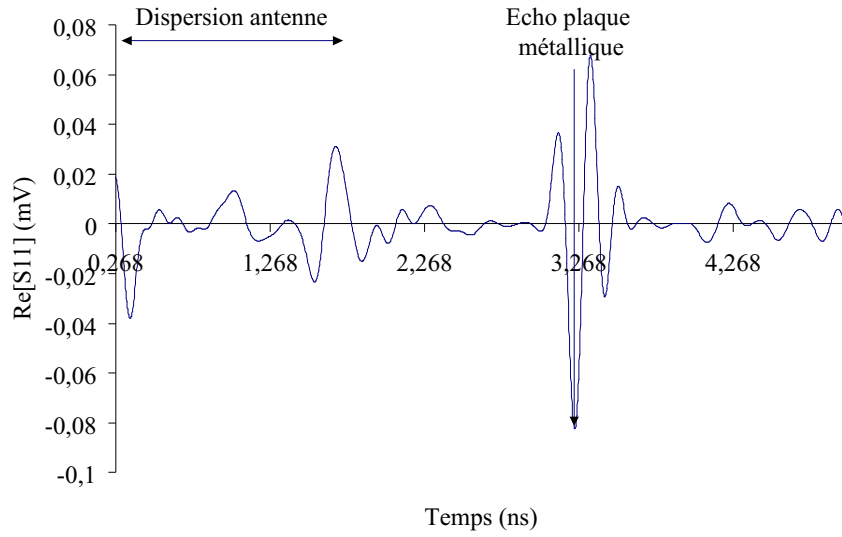


FIG. 2.19: Réponse impulsionnelle en réflexion de l'antenne ETSA_A4 — bande [0,43–8,32] GHz

soit relativement faible vis-à-vis de l'écho de la plaque métallique, il peut être intéressant de tenter de s'en affranchir. Dans ce but, Schlager (Schlager et al. [1994]) a étudié la possibilité d'utiliser une antenne papillon chargée résistivement. Une autre méthode consiste, par l'intermédiaire du radar à saut de fréquence que constitue l'analyseur de réseau, à contrôler le niveau des lobes secondaires (ou ringings) par pondération ou analyse spectrale (fenêtrage).

Mesures en transmission

Afin de déterminer la fidélité avec laquelle les antennes vont transmettre une bande de fréquence, deux antennes ETSA_A4 identiques ont été placées face à face et distantes de 50 cm. L'analyseur était calibré en transmission. Dans le domaine fréquentiel, la vobulation en fréquence est équivalente à une fonction porte, générant un sinus cardinal dans le domaine temporel. Ces mesures ont été réalisées à l'ONERA. Deux bandes de fréquence ont été utilisées, la première (figure 2.20) de 500 MHz à 6 GHz prenait en compte les deux comportements de l'antenne (dipolaire en bas de bande puis Vivaldi pour le reste). Une deuxième étude a été exécutée de manière à ne considérer que le comportement Vivaldi dans la bande [2–6] GHz (figure 2.20). Pour chacune des deux bandes de fréquence, deux lois de pondération ont été appliquées, générant ainsi un total de quatre graphes. La première loi correspond à l'option de fenêtrage dénommée *MINIMUM* sur l'analyseur

de réseau, tandis que la seconde, baptisée *NORMAL*, équivaut à un filtre de Hamming.

Il apparaît sur les figures 2.20 et 2.21 que l'antenne ETSA_A4 a une bien meilleure réponse impulsionnelle dans la bande correspondant à son comportement Vivaldi (bande [2–6] GHz). Les lobes secondaires y sont d'ailleurs inférieurs à -30 dB avec une loi de pondération de Hamming (figure 2.20 (b)).

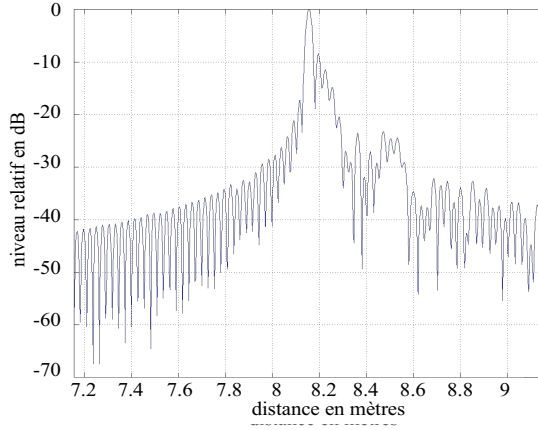
Ce comportement était attendu. En effet, entre 2 et 6 GHz, l'antenne rayonne uniquement comme une Vivaldi et de façon très directive. Cette bande de fréquence sera mieux transmise que la bande [0,5–6] GHz qui elle, englobe le rayonnement de type dipôle. Il s'ensuit alors un sinus cardinal de meilleure qualité pour la bande la plus restreinte.

2.3.7 Synthèse sur l'antenne ETSA_A4

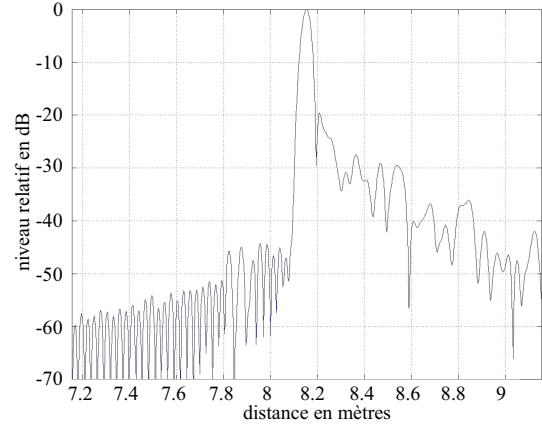
Dans le cadre d'une collaboration contractuelle avec le LCPC pour la conception d'une antenne ultra large bande, un capteur baptisé ETSA_A4, a été développé. Il présente une bande passante de [0,44–11,5] GHz, une très bonne directivité en haute fréquence, un gain supérieur à 6 dB dans la quasi totalité de cette bande et une polarisation croisée dans l'axe inférieure à -20 dB. Le poids et les dimensions de l'antenne en font un élément idéal pour l'intégration en réseau. Elle présente également une très grande stabilité vis-à-vis des courants de retour. De plus, la réalisation en technologie triplaque permet d'obtenir une solidité et une rigidité accrue par rapport aux antennes microruban ainsi qu'une protection en cas d'utilisation en site extérieur.

Puisqu'elle répond à de nombreuses contraintes tant physiques que techniques, cette antenne servira de référence pour la conception des capteurs sur substrat à air suivants.

Cependant, il y a deux problèmes à signaler, l'un d'eux concerne l'industrialisation du processus de fabrication. En effet, il est relativement peu aisé d'aligner les trois niveaux de métallisation et ce d'autant plus que l'antenne est grande. Un mauvais alignement engendre inmanquablement une perte de bande passante dans les hautes fréquences. L'autre problème est lié au couplage et a des conséquences sur la mise en réseau. Le rayonnement de type dipôle de l'antenne en bas de bande créera inévitablement un couplage inter-antenne fort ce qui risque de noyer l'information provenant des objets proches du capteur, dans un bruit intense engendrant une diminution de la dynamique. L'antenne présentée au paragraphe suivant propose justement une alternative à ce problème tout en gardant les qualités de l'antenne de référence.

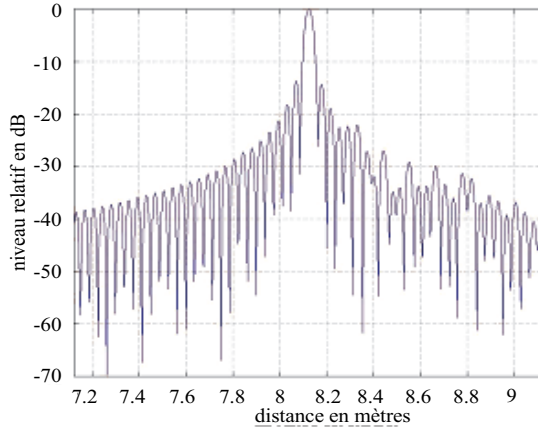


Fenêtre de filtrage *MINIMUM*

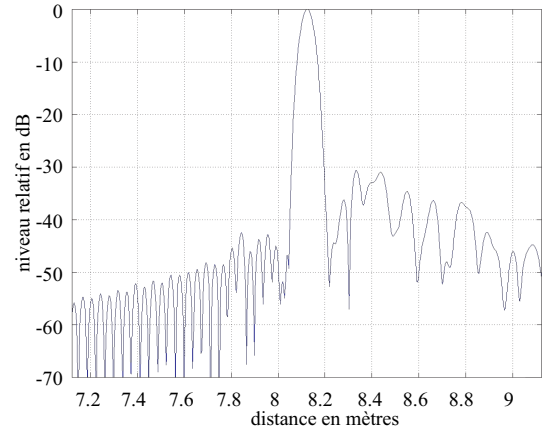


Fenêtre de filtrage *NORMAL*

FIG. 2.20: Réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A4
— bande [0,5–6] GHz



Fenêtre de filtrage *MINIMUM*



Fenêtre de filtrage *NORMAL*

FIG. 2.21: Réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A4
— bande [2–6] GHz

2.4 Antenne ETSA sans excroissances métalliques

De nombreuses applications de détection nécessitent d'utiliser des antennes ultra large bande de façon à couvrir à la fois les fréquences hautes et basses du spectre pour obtenir une information utile pour un maximum de types de sols (secs ou humides). Les caractéristiques de rayonnement des antennes peuvent contrarier l'emploi de bandes aussi larges. Des effets indésirables tels que le couplage inter-antenne ou la dispersion dans les antennes peuvent perturber les mesures, inconvénients que présente justement l'antenne ETSA_A4 en bas de bande (jusqu'à 2 GHz) du fait de son comportement de type dipôle. Partant de ce constat et en partenariat avec l'ONERA/CERT de Toulouse, une antenne présentant une grande pureté de polarisation sur toute la bande [0,5–5] GHz a été conçue. L'expérience et les simulations réalisées ont permis d'apprendre qu'il était nécessaire de supprimer les excroissances métalliques. Ainsi, une fois retirées, le processus de rayonnement est alors uniquement dû à la propagation d'une onde progressive le long de l'ouverture rayonnante (comportement Vivaldi). L'antenne est alors très directive dès la fréquence de coupure basse.

2.4.1 Structure de l'antenne

Les excroissances métalliques ayant pour rôle d'augmenter la bande passante en abaissant la fréquence de coupure basse, leur suppression diminue cette bande passante. Nous sommes partis de l'antenne ETSA_A4 à laquelle ont été enlevées les excroissances métalliques. Un facteur homothétique voisin de 3 a été appliqué sur l'antenne d'origine (figure 2.22).

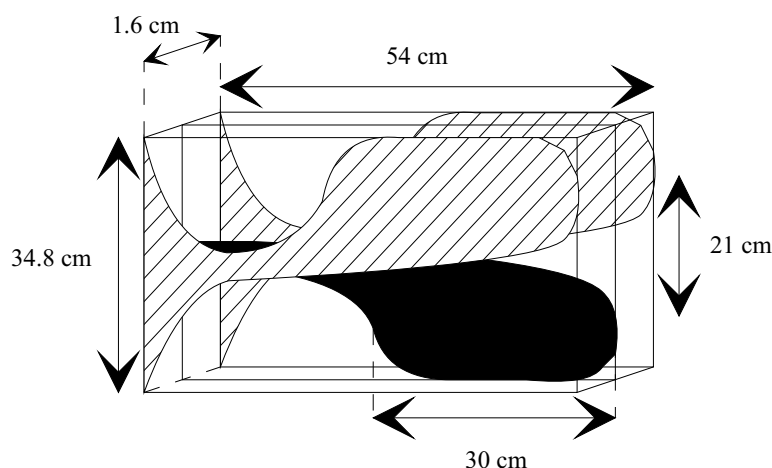


FIG. 2.22: Dimensions de l'antenne ETSA_A3

La structure de la nouvelle antenne reste la même que celle de ETSA_A4

présentée au paragraphe précédent mais les dimensions sont sensiblement différentes. Son poids a évidemment augmenté puisqu'il atteint 1,24 kg mais reste relativement faible vis-à-vis du volume de l'antenne (environ 3 dm³). Compte tenu de ses dimensions, cette antenne a été baptisée ETSA_A3.

2.4.2 Bande passante

La mesure du coefficient de réflexion (figure 2.23) permet de vérifier la très large bande passante de ce type d'antennes puisqu'elle est comprise entre 0,5 GHz et 8,3 GHz ce qui couvre amplement la bande [0,5–5] GHz désirée. Cette antenne possède une très bonne stabilité du coefficient de réflexion vis-à-vis des courants de retour.

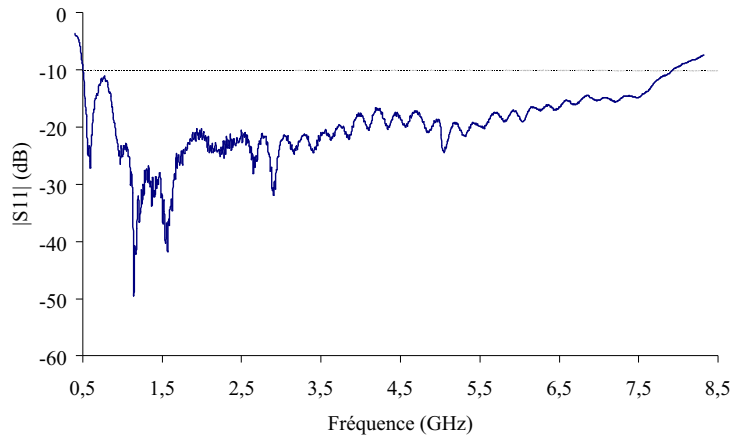


FIG. 2.23: Bande passante de l'antenne ETSA_A3

Compte tenu de l'épaisseur de l'antenne et des dimensions de la ligne d'alimentation, c'est un connecteur de type N qui a été utilisé.

2.4.3 Diagrammes de rayonnement

Les mesures de diagramme de rayonnement ont été réalisées en chambre anéchoïde entre 1 et 6 GHz. L'antenne a été réalisée afin de présenter un comportement Vivaldi dès la fréquence de coupure basse. L'intérêt des mesures demeure donc essentiellement dans l'étude du rayonnement en bas de bande (à 1 et 2 GHz). En ce qui concerne les autres fréquences, il s'agissait de confirmation et de vérification expérimentales de la qualité de la conception du capteur.

La totalité des mesures est présentée sur la figure 2.24 pour les fréquences 1, 2, 4 et 6 GHz.

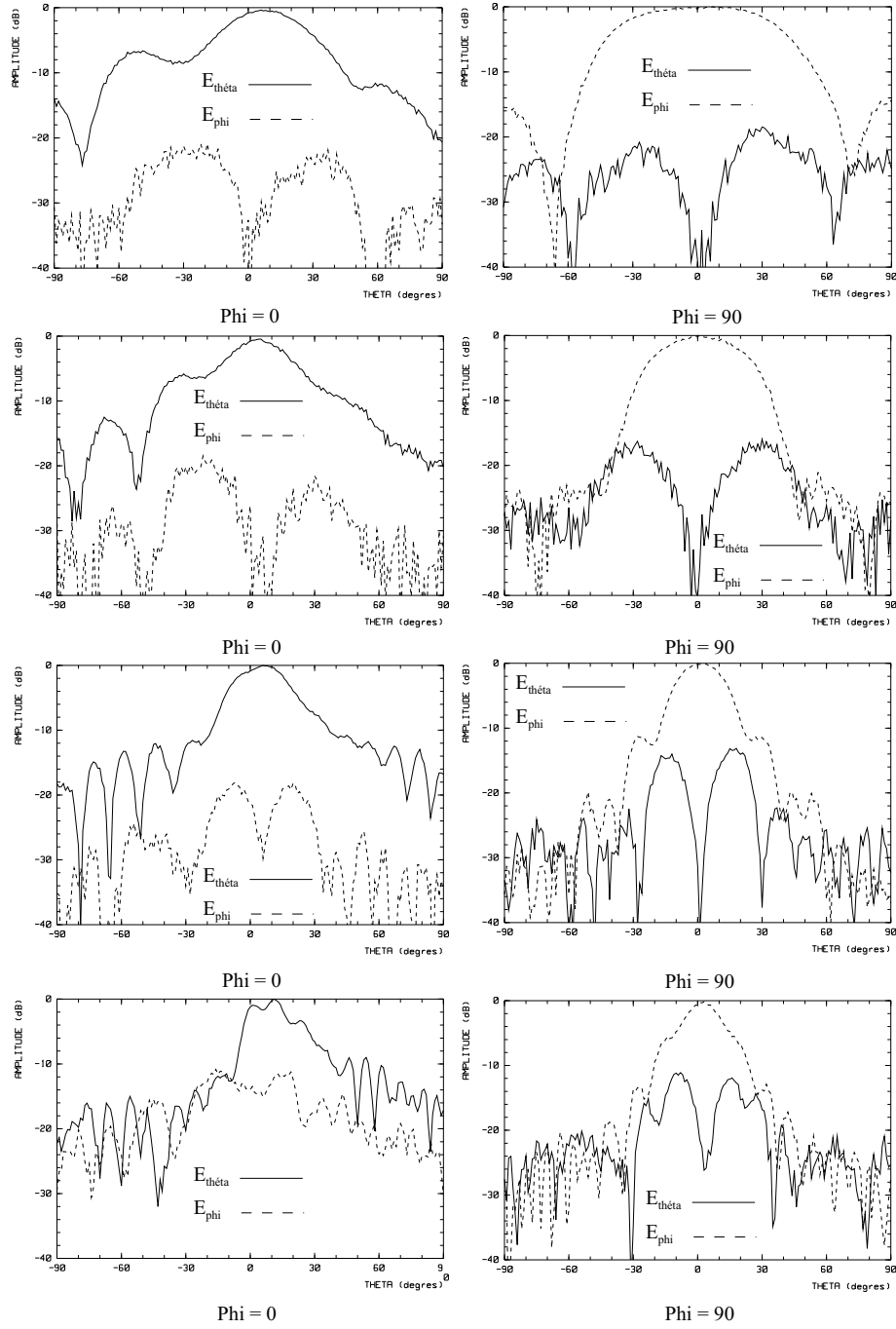


FIG. 2.24: Diagrammes de rayonnement de l'antenne ETSA_A3 à, respectivement, 1, 2, 4 et 6 GHz

Dès 1 GHz, l'antenne est relativement directive. Le niveau de polarisation croisée dans l'axe atteint -31 dB.

À 2 GHz, l'antenne est plus directive. Le niveau de polarisation croisée est de -26 dB.

Ceci apporte donc la preuve du comportement Vivaldi de l'antenne dès le bas de bande. Les mesures suivantes permettent ensuite d'étendre cette conclusion sur tout le reste de l'intervalle [1–6] GHz.

La directivité augmente avec la fréquence, elle est maximum à 6 GHz avec un angle d'ouverture à -3 dB inférieur à 20° dans les deux plans.

2.4.4 Gain et polarisation croisée

Les niveaux de polarisation croisée dans l'axe de l'antenne restent inférieurs à -15 dB sur toute la bande de fréquence ([1–6] GHz) où les diagrammes de rayonnement ont pu être déterminés. On constate qu'ils sont légèrement moins bons que ceux obtenus avec l'antenne ETSA_A4 mais restent tout à fait acceptables.

Les diagrammes de rayonnement montrent que cette antenne est plus directive que l'antenne ETSA_A4, notamment en bas de bande ce qui explique son gain élevé (tableau 2.4).

Fréquence (GHz)	Polarisation croisée (dB)	Gain (dB)
1	-31	8,4
2	-26	11,4
3	/	12,5
4	-20	13,3
5	-18	13,7
6	-13	12,7

TAB. 2.4: Polarisation croisée et gain de l'antenne ETSA_A3

2.4.5 Réponse impulsionnelle

Coefficient de réflexion

La mesure a été effectuée avec la même configuration que celle utilisée pour la ETSA_A4. L'antenne est placée à 20 cm d'une plaque métallique et l'analyseur de réseau est calibré en réflexion dans la bande [0,43–8,32] GHz. La transformée de Fourier inverse $\Re[S_{11}(t)]$ du paramètre $\Re[S_{11}(f)]$ est visualisée (figure 2.25). Il est donc possible de comparer le comportement

des deux antennes. Il faut cependant souligner que la nouvelle antenne est longue de 54 cm au lieu de 22,5 cm pour l'antenne de référence.

Les oscillations comprises entre 0,268 ns et 4,52 ns correspondent à la dispersion dans le capteur. En prenant comme référence l'écho de la plaque métallique qui se situe à 5,76 ns, il est intéressant de constater que la dispersion dans l'antenne ETSA_A3 est nettement moins importante que celle dans l'antenne de référence. Il en est de même pour l'écho de sortie d'antenne qui est presque moitié moindre. Ceci confirme donc la qualité de conception de cette antenne.

Coefficient de transmission

Ces mesures ont été effectuées à l'ONERA avec des câbles ALPEN de 5 mètres de long. Les antennes se font face avec un écartement de 1 m. Elles sont suspendues à 1,5 m du sol par des supports en plexiglas. La bande de fréquence étudiée s'étend de 0,5 GHz à 6 GHz. Pour chaque configuration, les résultats sont comparés avec une mesure de référence qui est obtenue lorsque les deux câbles de l'analyseur de réseau sont directement connectés (court-circuit des câbles). On suppose que pour le court-circuit des câbles, la bande de fréquence est transmise sans déformation.

Pour chaque configuration, la mesure de référence et la réponse impulsionnelle des antennes sont présentées. Trois types de représentation sont données. La première est celle obtenue sans pondération (figure 2.26). La deuxième (figure 2.27) et la troisième (figure 2.28) correspondent à l'application d'une fenêtre de Kaiser-Bessel avec β paramètre variable qui fixe le niveau des lobes secondaires théoriques.

Dans les cas de la deuxième et troisième représentation, les résultats sont comparés à ceux obtenus avec des cornets corrugués du commerce (AEL) couvrant également la bande [0,5–6] GHz.

Après application des fenêtres de pondération, les lobes secondaires restent supérieurs aux lobes théoriques obtenus en court-circuitant les câbles. La réponse impulsionnelle des antennes ETSA A3 est meilleure que celle des cornets ridgés avec des niveaux de lobes secondaires respectivement inférieurs à -30 dB (figure 2.28 (a)) et -20 dB (figure 2.28 (b)).

2.4.6 Synthèse sur l'antenne ETSA_A3

Les demandes émanant d'organismes de recherche divers et le développement des capteurs à des fins typiques de détection ont nécessité l'approfondissement des recherches sur l'antenne de référence. C'est ainsi qu'une nouvelle antenne a été élaborée, présentant un comportement Vivaldi dès les basses fréquences de sa bande passante. Il était primordial de conserver les qualités premières de l'antenne initiale, c'est pourquoi le choix s'est orienté vers une évolution plutôt qu'un changement de direction des études.

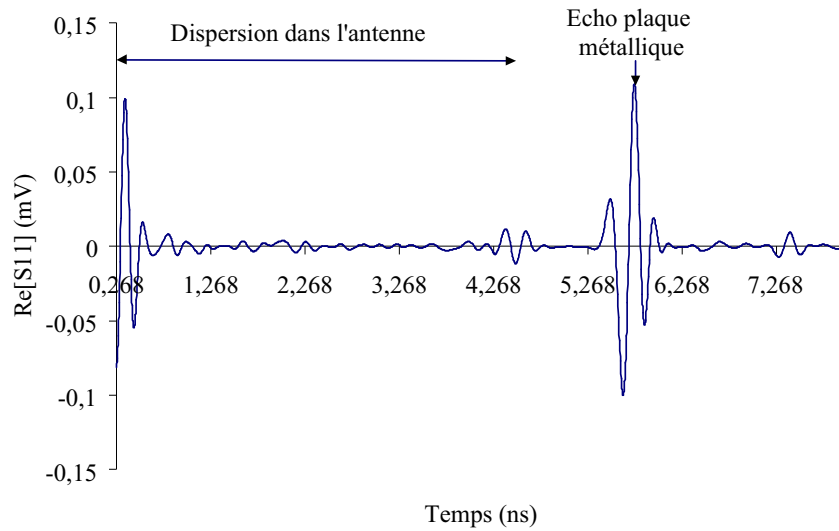


FIG. 2.25: Réponse impulsionnelle en réflexion de l'antenne ETSA_A3 — bande $[0,43-8,32]$ GHz

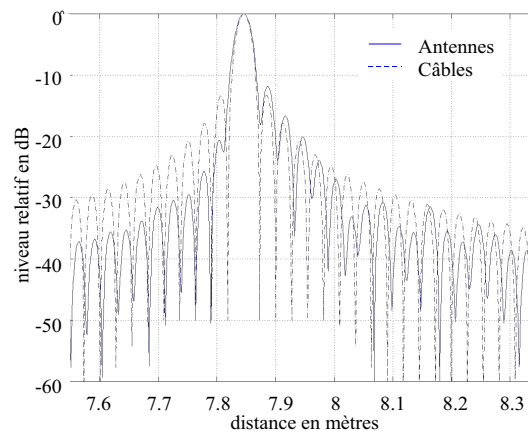
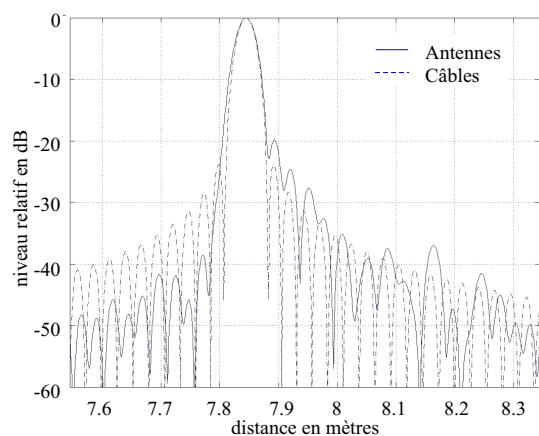
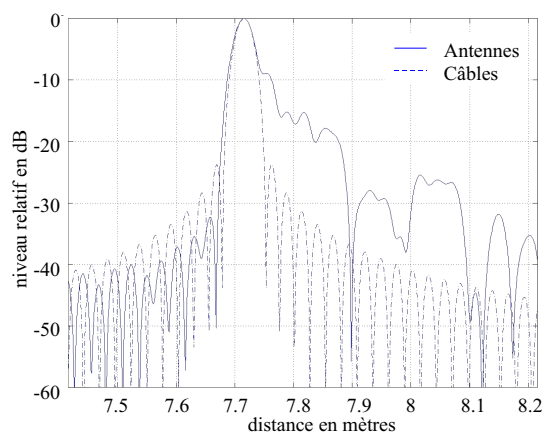


FIG. 2.26: Réponse impulsionnelle en transmission et sans pondération, de l'antenne ETSA_A3

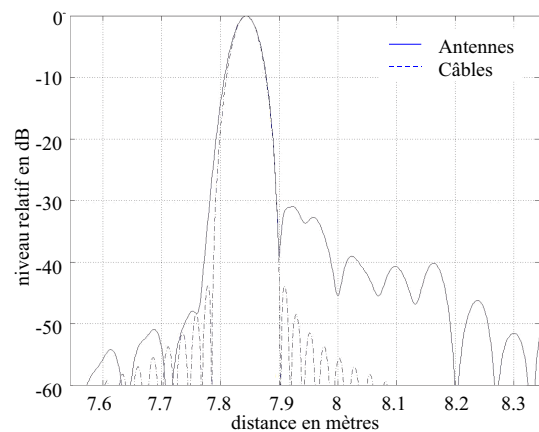


(a) ETSA_A3

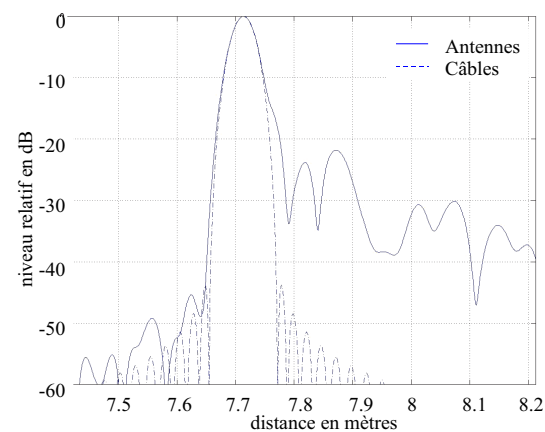


(b) Cornets ridgés

FIG. 2.27: Réponse impulsionnelle en transmission et avec pondération ($\beta = 3$), de l'antenne ETSA_A3



(a) ETSA_A3



(b) Cornets ridgés

FIG. 2.28: Réponse impulsionnelle en transmission et avec pondération ($\beta = 6$), de l'antenne ETSA_A3

Ainsi fut développée l'antenne ETSA_A3, elle conserve la majeure partie des qualités constituant l'antenne initiale tout en optimisant le comportement en bas de bande ce qui a eu pour effet immédiat d'améliorer la directivité, le gain et la réponse impulsionnelle. Des critères comme un poids faible et un encombrement modeste sont également caractéristiques de ce capteur.

Remarque 1 *Cette antenne peut donc être considérée comme optimisée pour les utilisations de type radar, elle fait d'ailleurs l'objet d'un dossier de valorisation auprès du CNRS. D'autre part, une collaboration a été conclue entre le laboratoire et la société THALÈS sous forme de licence d'exploitation pour la réalisation d'un réseau constitué d'ETSA_A3.*

2.5 Optimisation dans la bande [0,15–1,5] GHz

L'étude qui suit, provient d'une collaboration contractuelle avec le Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (Brochier et al. [2000]) sur l'étude et la conception de deux antennes ultra large bande présentant au minimum une bande passante de [0,15–1,5] GHz. Ces deux antennes seront utilisées comme senseurs dans un système radar monostatique ou bistatique. Le champ d'application prévu inclut la détection et la caractérisation de la structure du sol, la localisation de canalisations enterrées ou la localisation de cavités dans le cadre de recherches archéologiques.

Une profondeur d'investigation de 5 m à partir de l'interface et un encombrement des antennes de $100 \times 100 \times 4 \text{ cm}^3$ au maximum constituaient deux points importants dans cette étude. C'est pourquoi la bande passante du futur capteur a été fixée à [0,15–1,5] GHz.

Il est important d'associer à ce travail E. Guillaumont pour ce qui concerne la partie constituant l'étude de l'antenne ainsi que J. L. Le Sonn et L. Brochier pour leur aide précieuse dans la réalisation technologique.

2.5.1 Conception et réalisation des antennes

Disposant de deux antennes optimisées, il était obligatoire de déterminer lequel des deux capteurs était à même de répondre aux exigences du cahier des charges.

Afin d'être utilisable dans la bande de fréquence souhaitée, un facteur homothétique supérieur à 3 devait être appliqué sur l'antenne ETSA_A3, ce qui aboutissait à un capteur ayant des dimensions dépassant largement l'encombrement maximum exigé.

Les travaux se sont naturellement tournés vers l'antenne de référence : ETSA_A4.

Le calcul du rapport homothétique h est basé sur celui de la fréquence de coupure basse. Celle du capteur de référence étant de 0,5 GHz, il en découle

une valeur de $h=3,4$ après arrondi. Les dimensions de cette nouvelle antenne sont données sur la figure 2.29.

Compte tenu de ses dimensions et afin de suivre la classification pré-établie, cette antenne a été baptisée ETSA_A0.

2.5.2 Structure des antennes

La structure triplaque composant l'antenne est présentée sur la figure 2.30. Compte tenu des nouvelles dimensions de l'antenne, l'épaisseur de mousse et la largeur de la ligne ont été modifiées. Les deux parties métalliques de l'antenne qui contiennent le plan de masse restent imprimées sur du verre époxy ($\varepsilon_r = 4,5$). La partie centrale qui contient la ligne microruban est gravée sur du Duroïd ($\varepsilon_r = 2,2$). Les différentes couches (époxy et Duroïd) qui servent de support à la métallisation sont assemblées en utilisant une mousse (Herex C 70.55) à faibles pertes de densité 55 kg/m^3 dont les caractéristiques radioélectriques sont proches de celles de l'air ($1 < \varepsilon_r < 1,1$).

2.5.3 Processus de fabrication des antennes

La principale difficulté de cette étude a été la réalisation technologique de l'antenne compte tenu de ses dimensions ($85 \times 76,5 \times 3,4 \text{ cm}^3$). Tout d'abord, les substrats (verre époxy et Duroïd) ne sont disponibles que dans des largeurs de 60 cm maximum. D'autre part, les équipements du laboratoire utilisés pour la sensibilisation, l'insolation et la gravure des substrats ne permettent pas de travailler avec des largeurs supérieures à 60 cm. Il n'était donc pas possible de réaliser chaque couche de la structure triplaque sur une seule plaque de mousse, d'époxy ou de Duroïd. L'innovation et l'adaptation aux contraintes liées au laboratoire ont donc été primordiales dans cette étude.

Réalisation des masques

Un facteur d'agrandissement de 3,4 a été appliqué aux masques de l'antenne de référence. Les deux antennes du contrat ont été formées à partir des mêmes masques. La figure 2.31 (a) représente le masque utilisé pour l'insolation des plaques d'époxy. Ce masque est en négatif car les plaques d'époxy ont été livrées avec une résine pré-sensibilisée en positif. La figure 2.31 (b) représente le masque utilisé pour l'insolation de la plaque de Duroïd. Cette plaque a été pré-sensibilisée avec une résine négative dans le laboratoire.

Étant donnée la taille des feuilles utilisées pour la réalisation des masques, que ce soit en négatif ou en positif, il était impossible d'y imprimer la totalité du dessin de l'antenne. Chacun d'eux (le premier pour la plaque d'époxy et le second pour la feuille de Duroïd) a été conçu en plusieurs morceaux qui ont ensuite été alignés au moyen de mires. La précision de ces alignements

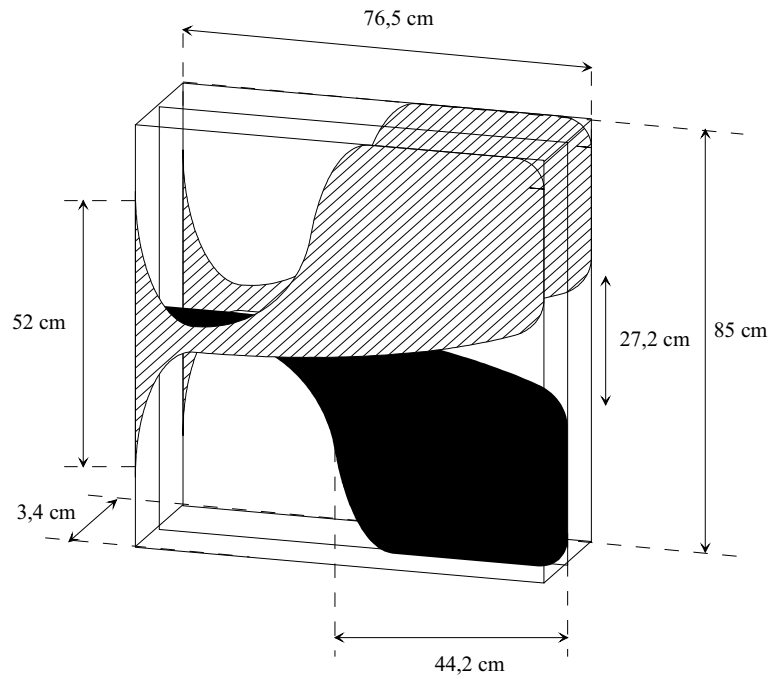


FIG. 2.29: Dimensions de l'antenne ETSA_A0

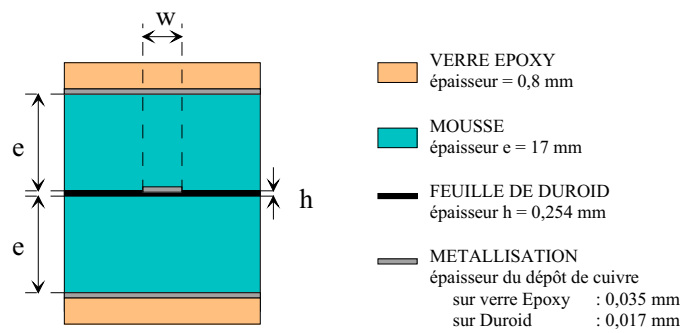


FIG. 2.30: Structure triplaque de l'antenne ETSA_A0

était primordiale, toute erreur risquant de dégrader la bande passante des antennes.

Insolation et gravure chimique

Une fois les masques réalisés, les différentes plaques de substrats (époxy et Duroïd) ont été insolées puis gravées par une attaque chimique dans un bain de perchloréthylène (figure 2.32 (a) et figure 2.32 (b)).

2.5.4 Assemblage de l'antenne

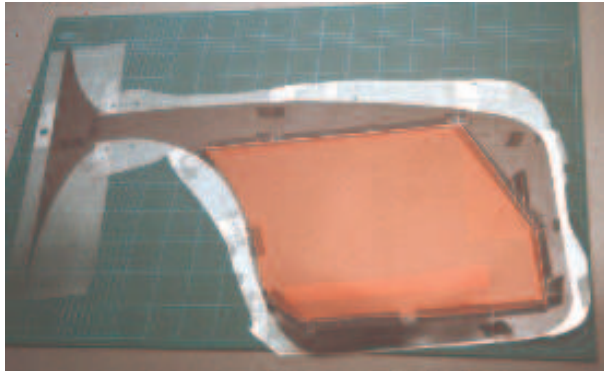
Chaque partie en époxy de la structure triplaque est constituée de deux plaques dont la continuité électrique est assurée par une soudure (figure 2.33 (a)). Les entretoises en nylon servent à l'alignement des différents supports de métallisation (époxy et Duroïd) et sont également utilisées comme supports taraudés pour ne pas comprimer la mousse lors de la phase de vissage. Un connecteur de type N est monté sur un support métallique en forme de U. Ce support est tout d'abord soudé à l'extrémité de la ligne sur la partie métallique d'une des plaques d'époxy constituant le plan de masse (figure 2.33 (b)).

La première couche de mousse (constituée elle aussi de deux plaques) est ensuite posée sur la plaque d'époxy (côté métallisation). Puis le Duroïd est positionné, suit le conducteur central du connecteur N qui est soudé à l'extrémité de la ligne microruban (figure 2.34 (a)). Pour terminer la structure triplaque, il faut poser la deuxième couche de mousse (figure 2.34 (b)) puis la dernière couche d'époxy qui, dans un premier temps, est seulement vissée sur les entretoises (figure 2.35 (a)).

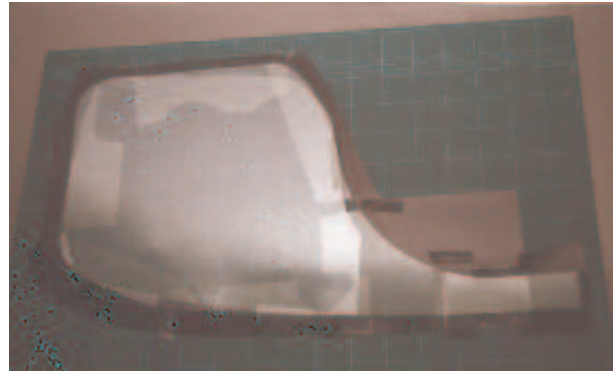
La largeur de la bande passante est sensible à l'alignement des différentes couches. Pour vérifier la précision de l'alignement, le module du coefficient de réflexion de l'antenne a été mesuré à l'analyseur de réseau. L'antenne est adaptée à partir de 120 MHz jusqu'à 3 GHz (figure 2.35 (a)). On obtient une largeur de bande bien supérieure à l'estimation initiale calculée à partir du rapport homothétique. Ce résultat s'explique par le fait que l'erreur d'alignement est beaucoup plus sensible en haute fréquence qu'en basse fréquence. On observe également une remontée du module du coefficient de réflexion à -8,5 dB à 230 MHz. Ce phénomène était déjà présent sur les mesures des antennes précédentes. Cette vérification de la bande passante étant effectuée, l'antenne peut être collée.

Collage de l'antenne

Les deux plaques de mousse sont collées (colle néoprène en bombe) respectivement sur chacune des faces des plaques d'époxy contenant la métallisation (figure 2.36 (a) et figure 2.37 (a)). Sur les quatre bords ainsi que sur le joint entre les deux plaques d'époxy, de la colle araldyte est utilisée



(a) Masque négatif pour substrat époxy

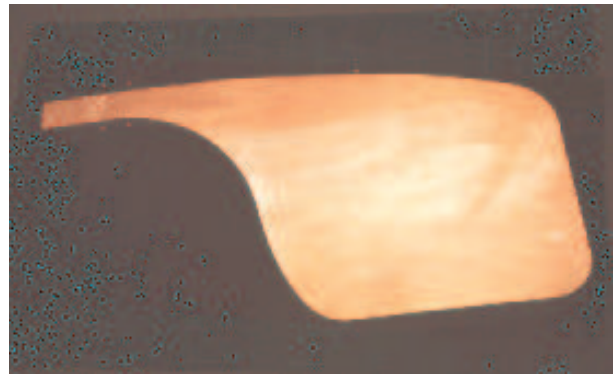


(b) Masque positif pour substrat Duroïd

FIG. 2.31: Réalisation des masques de l'antenne ETSA_A0



(a) Substrat époxy après gravure



(b) Substrat Duroïd après gravure

FIG. 2.32: Assemblage de l'antenne ETSA_A0 (1)



(a) Assemblage des plaques d'époxy



(b) Installation du connecteur et de son support

FIG. 2.33: Assemblage de l'antenne ETSA_A0 (2)



(a) Installation de la mousse et du substrat Duroïd

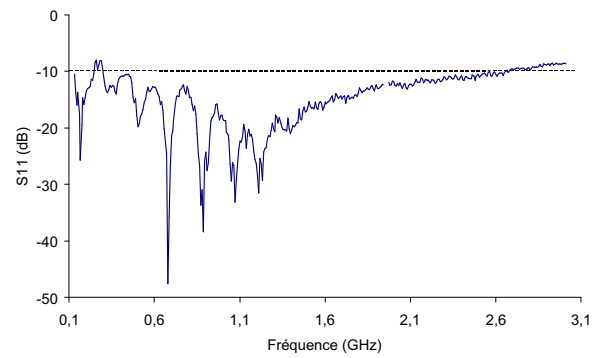


(b) Installation de la 2^{ème} couche de mousse

FIG. 2.34: Assemblage de l'antenne ETSA_A0 (3)



(a) Antenne assemblée avant collage

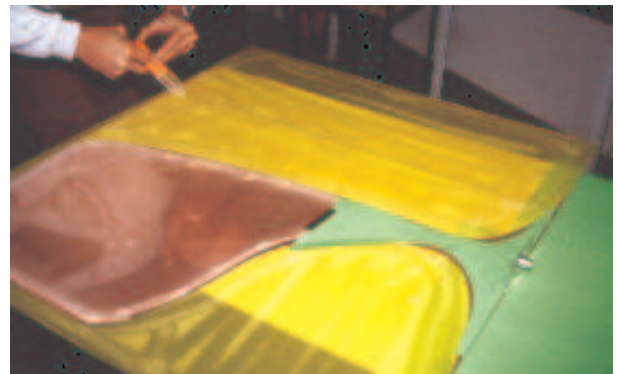


(b) Mesure du module du coefficient de réflexion avant collage

FIG. 2.35: Assemblage de l'antenne ETSA_A0 (4)



(a) Encollage de l'époxy à la colle néoprène

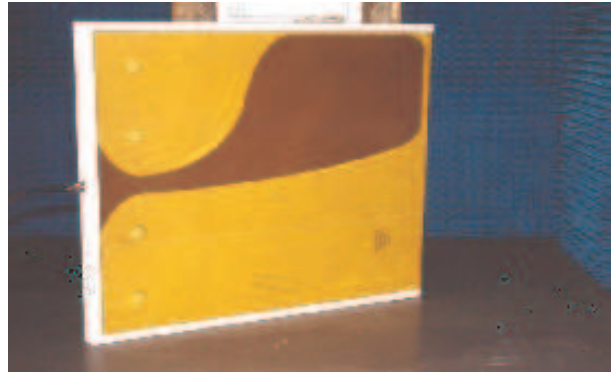


(b) Encollage des bords à l'araldyte

FIG. 2.36: Collage de l'antenne ETSA_A0 (1)



(a) Encollage de la mousse à la colle néoprène



(b) Antenne ETSA_A0

FIG. 2.37: Collage de l'antenne ETSA_A0 (2)

pour renforcer la prise (figure 2.36 (b)). La feuille de Duroïd est intercalée entre les deux plaques de mousse qui sont collées entre elles avec de la colle néoprène. L'alignement des trois niveaux de métallisation est réalisé sur les six entretoises taraudées. Cette technique d'assemblage confère une grande rigidité à l'antenne et une protection des parties métalliques contre l'oxydation. Pour protéger au mieux l'antenne lors de mesures en extérieur, des protections en plastique en forme de U ont été posées sur tous les côtés de l'antenne à l'exception du côté contenant l'extrémité rayonnante (figure 2.37 (b)).

2.5.5 Bande passante

La mesure de l'amplitude du coefficient de réflexion est représentée sur la figure 2.38.

Celle-ci n'offre pas de nouveautés en soi. On vérifie bien que le facteur homothétique appliqué nous a permis de déplacer le comportement en fréquence de l'antenne de référence dans la bande choisie ($[0,15-1,5]$ GHz pour ce cas). Pour cette nouvelle antenne, l'intérêt de la mesure du coefficient de réflexion, au delà de cette vérification d'adaptation, réside en plus dans la comparaison entre mesure et théorie, des fréquences de coupure basse et haute.

La fréquence de coupure basse est de 117 MHz. En appliquant un rapport homothétique $h = 3,4$, la fréquence de coupure basse théorique calculée est égale à $440 / 3,4 = 129$ MHz. Il y a donc une très bonne concordance entre la mesure et le résultat théorique. Ce résultat est également vérifié en haute fréquence. La fréquence de coupure haute mesurée est légèrement supérieure à 3 GHz ce qui correspond à une fréquence de plus de 10,5 GHz avant l'application du facteur d'homothétie. Une remontée du coefficient de réflexion à -8.4 dB entre 231 et 314 MHz est cependant à noter, phénomène

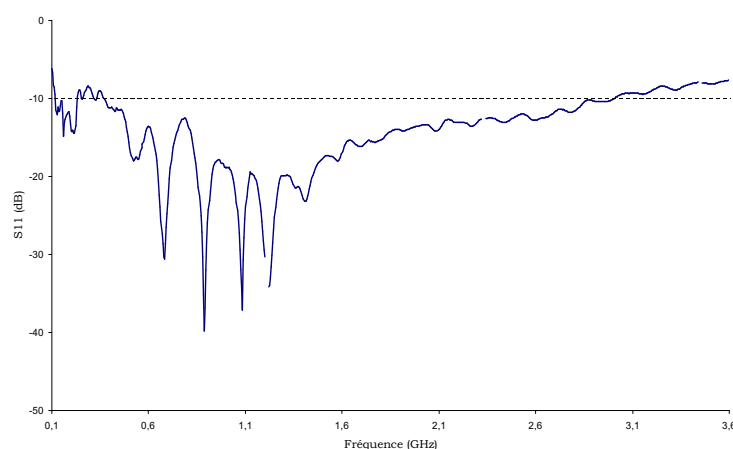


FIG. 2.38: Bande passante de l'antenne ETSA_A0

déjà observé sur les antennes précédemment étudiées.

Une autre caractéristique intéressante se retrouve sur l'antenne comme les précédentes : la stabilité du coefficient de réflexion vis-à-vis des courants de retour, qui est ici excellente.

2.5.6 Diagrammes de rayonnement et gain

Compte tenu des dimensions de l'antenne et de la bande de fréquence de travail, il n'a pas été possible de mesurer le gain et les diagrammes de rayonnement dans la chambre anéchoïde de notre laboratoire. Cependant, à partir des mesures de l'antenne de référence, on peut raisonnablement estimer ces performances. En ce qui concerne le gain, celui de l'antenne de référence varie de 3,7 à 11,6 dB entre 1 GHz et 6 GHz. Les caractéristiques radioélectriques étant conservées par l'homothétie, le gain de la nouvelle antenne peut être estimé entre 2 et 12 dB sur la bande $[0,15-1,5]$ GHz. Il en est de même pour les diagrammes de rayonnement. À titre d'exemple, les diagrammes de rayonnement de la nouvelle antenne à 600 MHz sont supposés semblables à ceux de l'antenne de référence à 2 GHz.

2.5.7 Réponse impulsionnelle

L'étude se poursuit par l'examen de la réponse impulsionnelle en réflexion et en transmission de l'antenne.

Coefficient de réflexion

La figure 2.39 représente le résultat d'une mesure différentielle entre une configuration où l'antenne rayonne en espace libre et une configuration où

elle est placée à 1 m d'une plaque métallique. L'analyseur de réseau est calibré en réflexion dans la bande $[0,15-1,5]$ GHz.

L'écho de la plaque métallique, d'amplitude $-0,0427$ mV, se situe à $15,425$ ns.

Coefficient de transmission

Dans cette étude, deux antennes ont été placées face à face, distantes de 50 cm (figure 2.40). L'analyseur de réseau est calibré en transmission. Les mesures ont été effectuées au centre de France Télécom R&D de La Turbie.

Étant donné le comportement dipolaire de l'antenne en bas de bande, plusieurs intervalles de fréquence ont été étudiés afin d'y caractériser les dégradations dans la transmission.

Comme pour l'antenne ETSA_A3, les résultats sont comparés avec une mesure de référence qui est obtenue lorsque les deux câbles de l'analyseur de réseau sont directement connectés (court-circuit des câbles). Pour chaque bande étudiée, la mesure de référence et la réponse impulsionnelle des antennes sont présentées. Deux types de représentation sont données. La première correspond à la sélection de la fenêtre *MINIMUM* dans l'option windowing de l'analyseur de réseau (figures (a)). La deuxième correspond à la sélection de la fenêtre *NORMAL* dans l'option windowing du même analyseur de réseau (figures (b)). Cette dernière revient à appliquer une pondération de Hamming dont le principal effet est d'abaisser les lobes secondaires et de faire ressortir le lobe principal.

La totalité des mesures est présentée sur les figures 2.41 à 2.46, les intervalles correspondants étant indiqués dans leur légende.

La réponse impulsionnelle est nettement meilleure pour les intervalles comprenant une fréquence basse supérieure à 750 MHz. La courbe tend vers le sinus cardinal correspondant au court-circuit des câbles et finit même par épouser sa forme pour la dernière bande (figure 2.46 (a)). Les lobes secondaires baissent et atteignent même des niveaux relatifs inférieurs à -40 dB lorsqu'une loi de pondération de Hamming est appliquée (figure 2.46 (b)).

Ce comportement est naturel. L'antenne rayonnant comme un dipôle en bas de bande, ne transmettra pas toute l'énergie émise à ces fréquences, directement à sa voisine. Ainsi l'antenne de réception recevra l'équivalent d'une porte dégradée en fréquence ce qui générera une fonction notablement différente du sinus cardinal (correspondant au court-circuit des câbles). La transition dipôle-Vivaldi se produit aux alentours de 450 MHz. Pour les intervalles ne comprenant pas de fréquences inférieures à 450 MHz, les résultats de transmission sont alors forcément meilleurs.

2.5.8 Synthèse sur l'antenne ETSA_A0

Répondant à une étude contractuelle proposée par le LCPC, sur la conception d'antennes pour une utilisation en détection, un capteur ayant

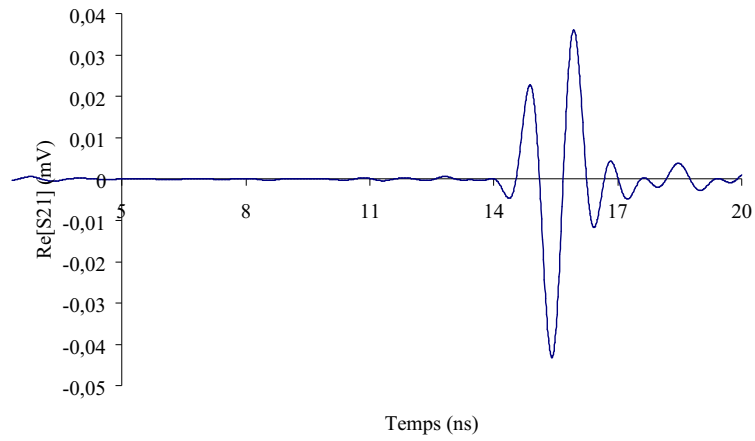


FIG. 2.39: Réponse impulsionnelle en réflexion de l'antenne ETSA_A0 — bande [0,15–1,5] GHz

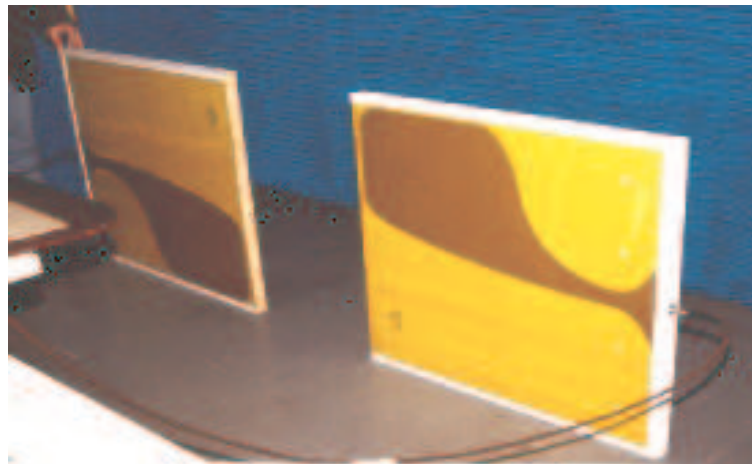
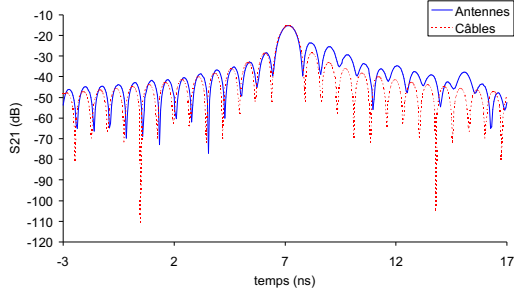
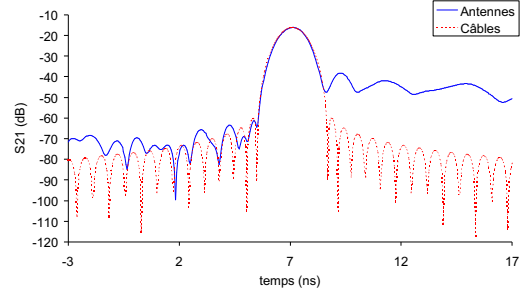


FIG. 2.40: Configuration de mesure pour la caractérisation de la réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A0

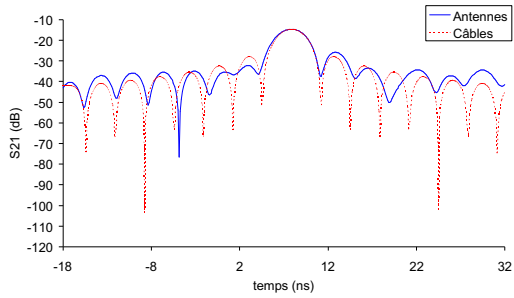


(a) Fenêtre de filtrage *MINIMUM*

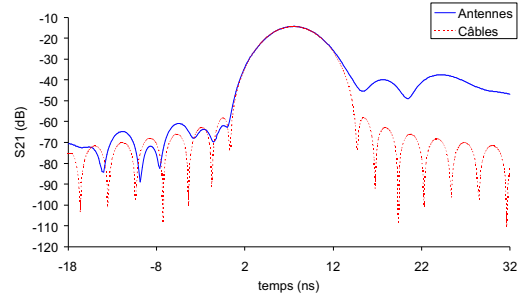


(b) Fenêtre de filtrage *NORMAL*

FIG. 2.41: Réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A0
— bande $[0,15-1,5]$ GHz

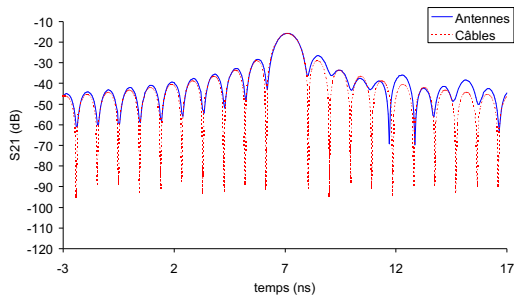


(a) Fenêtre de filtrage *MINIMUM*

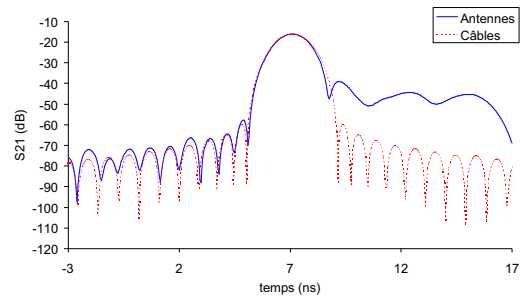


(b) Fenêtre de filtrage *NORMAL*

FIG. 2.42: Réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A0
— bande $[0,15-0,45]$ GHz



(a) Fenêtre de filtrage *MINIMUM*



(b) Fenêtre de filtrage *NORMAL*

FIG. 2.43: Réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A0
— bande $[0,45-1,5]$ GHz

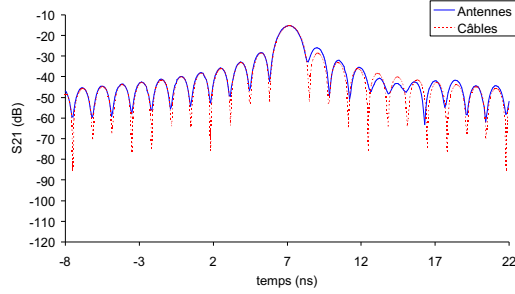
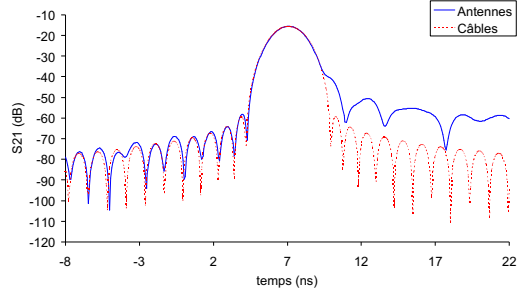
(a) Fenêtre de filtrage *MINIMUM*(b) Fenêtre de filtrage *NORMAL*

FIG. 2.44: Réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A0
— bande $[0,75-1,5]$ GHz

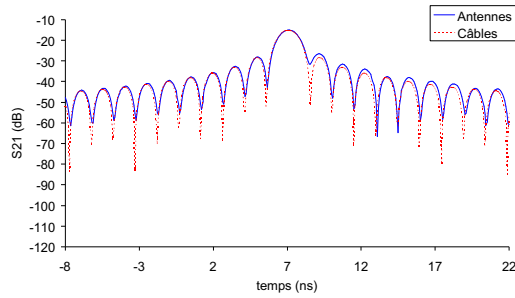
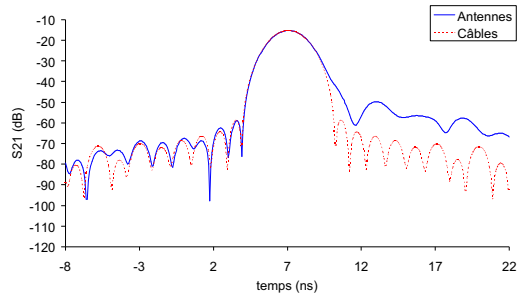
(a) Fenêtre de filtrage *MINIMUM*(b) Fenêtre de filtrage *NORMAL*

FIG. 2.45: Réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A0
— bande $[0,825-1,5]$ GHz

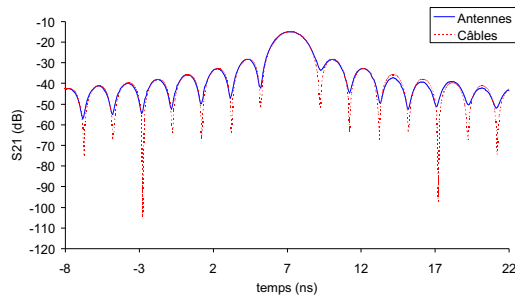
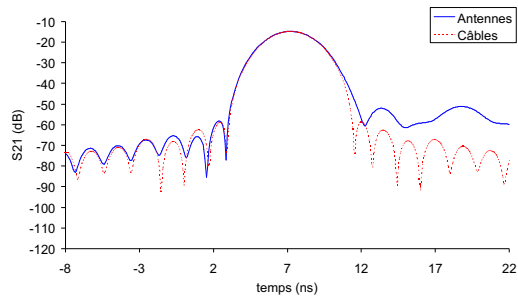
(a) Fenêtre de filtrage *MINIMUM*(b) Fenêtre de filtrage *NORMAL*

FIG. 2.46: Réponse impulsionnelle en transmission de l'antenne ETSA_A0
— bande $[1-1,5]$ GHz

les mêmes caractéristiques que l'antenne ETSA_A4 a été développé. Les antennes devaient répondre à un certain nombre de critères, notamment une bande passante de $[0,15-1,5]$ GHz et des dimensions limitées.

Un facteur homothétique de 3,4 a été appliqué sur le masque de l'antenne pour aboutir aux fréquences désirées. Les dimensions de cette nouvelle antenne étaient telles qu'il a fallu repenser la quasi totalité du mode de conception des capteurs de ce type. Le résultat obtenu est plus que satisfaisant. La bande passante de la nouvelle antenne est comprise entre 0,12 GHz et 3 GHz, ses dimensions sont de $85 \times 76,5 \times 3,4$ cm³, et son poids de 4,5 kg. Les mesures en réponse impulsionnelle ont ensuite confirmé les caractéristiques attendues de l'antenne.

2.6 Conclusion sur la conception des antennes

Afin de développer nos activités dans le domaine du radar, nous avons décidé de développer différents capteurs dédiés à l'acquisition des champs électromagnétiques. Suite à une étude bibliographique et profitant des compétences du laboratoire, notre choix s'est porté sur la réalisation d'antennes imprimées de type ETSA.

Différentes collaborations nous ont permis de spécifier les caractéristiques nécessaires à de tels capteurs. Étant consacrées à l'auscultation des structures de génie civil ou à des applications militaires, et susceptibles d'être mises en réseau, ces antennes devaient présenter une large bande passante, une grande pureté de polarisation ainsi qu'un rayonnement relativement directif pour minimiser le couplage inter-antennes.

Les recherches ont abouti à la conception d'une famille d'antennes développées sur substrat à air. Les qualités de ces antennes sont nombreuses. Ainsi, d'un point de vue électromagnétique, elles affichent toutes une très large bande passante (supérieure à une décade), une directivité et un gain élevés. Leur réponse impulsionnelle est excellente tout comme leur comportement vis-à-vis des courants de retour. En outre les matériaux utilisés pour leur réalisation sont peu onéreux et la présence de mousse allège considérablement leur masse, ce qui n'altère en rien leur rigidité.

Ces antennes étant caractérisées avec précision, les premières campagnes de mesure ont été lancées.

Chapitre 3

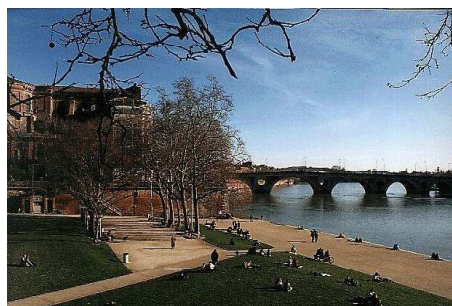
Mesures sur sites test

Sommaire

3.1	Campagne de mesures sur manège de fatigue .	58
3.1.1	Contexte des mesures	59
3.1.2	Configuration de mesure	60
3.1.3	Résultats et comparaisons	62
3.1.4	Conclusion	65
3.2	Campagne de mesures sur le site test géophysique	67
3.2.1	Site d'étude	67
3.2.2	Antennes et Bande de Fréquence	69
3.2.3	Disposition des antennes	70
3.2.4	Réalisation des radargrammes	72
3.2.5	Résultats obtenus	73
3.2.6	Conclusion	89
3.3	Conclusion sur les mesures	90



– Toulouse, La place du Capitole –



– Toulouse, Les berges de la Garonne –

Les antennes présentées dans le paragraphe précédent ont été réalisées pour des applications de type radar. En collaboration avec le LCPC, nous avons décidé l'élaboration de deux campagnes de mesures, dans le but de caractériser les performances des antennes ETSA_A3 et ETSA_A0 sur site naturel.

Pour la première d'entre elles, nous avons utilisé un site atypique pour ce genre de mesures. Il s'agissait d'un manège de fatigue permettant de simuler le trafic routier sur différentes structures bitumineuses. Cette campagne avait pour but l'amélioration de la précision des mesures d'épaisseur de chaussées. Des images, préalablement obtenues avec un radar impulsif commercial, ont alors été comparées avec celles acquises avec notre système.

La seconde opération consistait à exploiter nos antennes sur le site test géophysique du LCPC. Cette fosse, dédiée à l'auscultation des sols, contient plusieurs hétérogénéités (tubes en PVC, plaques de polystyrène, etc...) enterrées à de multiples profondeurs et dans différents milieux. Une configuration de radar de type B-scan a été choisie pour réaliser les mesures.

Pour chacune des deux campagnes, la configuration et les conditions de mesures seront explicitées puis le traitement des différents résultats sera effectué.

3.1 Campagne de mesures sur manège de fatigue

Le Centre de Nantes du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées dispose d'un manège de fatigue (figure 3.1) permettant de simuler le passage d'essieux lourds à des vitesses pouvant dépasser 100 km/h. L'installation est capable de reproduire en moins d'une semaine le trafic lourd subi par une chaussée pendant un an. Sous les roues de ce manège sont déposées quatre sections de structures différentes de chaussées afin d'y étudier leur comportement mécanique au cours du temps.

La voie test de la figure 3.1 est un anneau de 120 m de long et 6 m de large, découpé en quatre sections égales et numérotées de I à IV. Sur chaque section, une structure différente a été aménagée. La production et

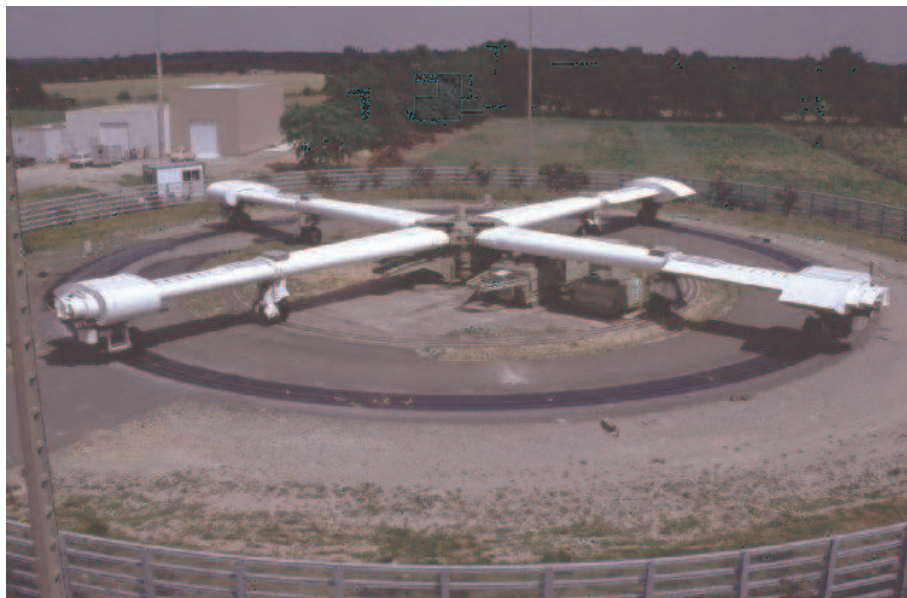


FIG. 3.1: Manège de fatigue du LCPC

la pose des matériaux ont été réalisées avec le matériel de construction conventionnel pour ce type de chaussée.

Le système de charge est constitué de 4 bras, orthogonaux les uns aux autres et de 20 m de long. Il tourne à vitesse constante afin de conserver le même travail sur les différentes sections de l'anneau. Différents logiciels ont été développés pour l'acquisition et le traitement des données et permettent un fonctionnement sous surveillance automatique pratiquement 24 heures sur 24. Un million de charges peuvent être appliquées par mois.

3.1.1 Contexte des mesures

Du point de vue de l'auscultation radar, l'intérêt de ce complexe se situe dans l'étude de la composition des structures de chaussées. La connaissance précise de l'épaisseur des couches de roulement permet de diminuer les coûts de réalisation et de réfection des routes. Une épaisseur trop importante générera une perte financière par le dépôt de béton bitumineux inutile. À l'opposé, une épaisseur trop faible entraînera inévitablement une usure précoce d'où une durée de vie moindre et des travaux de réfection aussi indispensables que coûteux.

D'autre part, la tendance actuelle est à l'utilisation de couches minces ($\simeq 4$ cm) voire très minces ($\simeq 3$ cm) en tant que couches de roulement¹.

¹Dénommées BBM (pour Béton Bitumineux Mince) et BBTM (pour Béton Bitumineux Très Mince).

Bien qu'étant plus chères, elles évitent l'ouverture de carrières de pierres supplémentaires et permettent surtout de rallonger la périodicité du fraisage des chaussées en site urbain ou sur les ouvrages d'art.

Tous ces paramètres impliquent le développement de radars novateurs, basés sur une détection très fine des épaisseurs de couches minces et non sur la profondeur d'investigation. C'est dans ce cadre que fut réalisée la présente campagne de mesures.

3.1.2 Configuration de mesure

La conception du radargramme est toujours régie par le même scénario. L'antenne d'émission, dirigée vers le sol, rayonne un champ incident qui se réfléchit sur chaque discontinuité, chaque interface ou cavité. Une partie de l'énergie réfléchie vers la surface est captée par l'antenne de réception et analysée afin d'en extraire des renseignements sur le milieu ausculté. La première vocation des radars subsurface du génie civil réside dans la détection des cavités et des défauts d'interface et de structure.

À partir des mesures effectuées, un certain nombre de données supplémentaires peut être obtenu. Dans le cadre de mesures d'épaisseur de chaussées, les milieux auscultés sont considérés comme stratifiés, chacune des couches étant supposée homogène. À chaque interface, un écho est généré et enregistré par l'antenne réceptrice (figure 3.2).

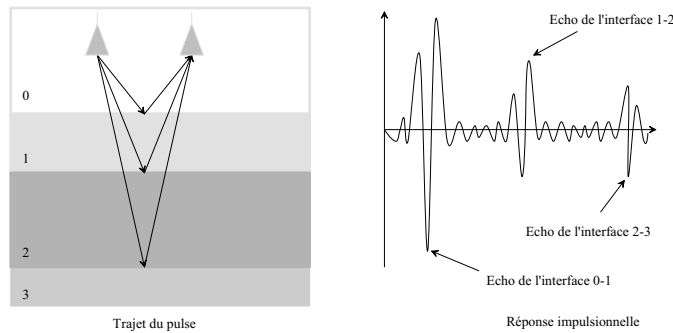


FIG. 3.2: Présentation d'un signal radar temporel

Les intervalles de temps séparant deux échos sont directement proportionnels à l'épaisseur des couches par la relation :

$$2 \cdot d_i = \frac{c \cdot \Delta t_i}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (3.1)$$

avec

- Δt_i intervalle de temps entre deux échos
- d_i épaisseur de la couche correspondante
- c célérité de l'onde électromagnétique dans le vide
- ε_r partie réelle de la permittivité diélectrique relative du milieu.

La connaissance de la permittivité diélectrique relative ε_r permet donc de remonter directement à la valeur de d_i . En pratique, on réalise un (ou plusieurs) sondage(s) destructif(s) (carottage(s)) implanté(s) à des endroits représentatifs de la chaussée au vu du radargramme. Une étude en cours (Fauchard, 2001) porte sur une méthode non destructive de sondage. Cette méthode est issue d'une technique du domaine sismique appelée CMP (Common Middle Point ou acquisition multioffset). Les mesures se font pour chaque emplacement des antennes avec des écartements (*offsets*) variant de manière totalement symétrique (figure 3.3). La collection de profils ainsi générée permet de déterminer la vitesse moyenne de propagation dans le milieu et d'accéder à la valeur de la permittivité. Différents traitements sont ensuite envisageables sur les signaux recueillis dans le but de corriger certains artefacts dus aux effets de la source, à l'écartement des antennes, etc.

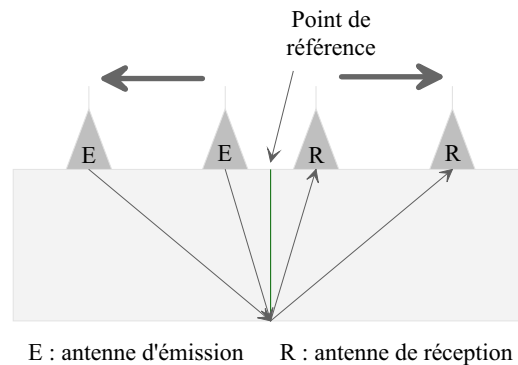


FIG. 3.3: Méthode CMP

Toutefois, pour cette campagne, nous avons adopté une démarche plus classique. La méthode de mesure mise en place est celle d'un radar bistatique de type B-scan. Les deux antennes ETSA_A3 ont été placées sur un des bras du manège dans le but d'obtenir des radargrammes à rayon constant, disposées à 40 cm du sol et perpendiculairement au bras du manège. Elles ont ensuite été reliées à un analyseur de réseau travaillant dans la bande [0,5–6] GHz et appliquant une transformée de Fourier aux signaux reçus. Une mesure a été effectuée toutes les secondes puis stockée. Les différents échos ont ensuite été mis côte à côte afin d'obtenir une image en coupe temps-distance. Cette configuration constitue donc un radar à sauts de fréquence et de fréquence centrale 3,25 GHz. Les radargrammes présentés sont fonction du temps puisqu'aucune information sur la profondeur (en mètre)

n'était accessible sur ce site (les carottages étant interdits sur la zone de roulement). Ceci n'altère évidemment en rien la qualité des images et leur comparaison avec leurs homologues issues de radars impulsionnels.

3.1.3 Résultats et comparaisons

Une fois les relevés réalisés, deux types de comparaisons s'offraient à nous. La première consistait simplement à vérifier le réalisme des mesures en les confrontant à des carottages pratiqués sur chaque section. La deuxième, quant à elle, reposait sur la comparaison des relevés avec ceux déjà obtenus par un radar impulsif commercial de la marque GSSI. La fréquence centrale, sensiblement différente et égale à 1,5 GHz correspond à la plus haute disponible sur le marché (<http://www.geophysical.com/antennas.htm>).

L'utilisation d'une telle fréquence et des niveaux d'énergie émise plus élevés permet évidemment une profondeur d'investigation accrue pour le radar commercial. Le but affiché de cette campagne étant la détection des couches minces de roulement, ce paramètre ne pouvait donc en rien constituer un défaut ou une qualité pour l'un ou l'autre des systèmes de mesure.

Les relevés radar obtenus ont été assemblés par deux (figures 3.4 et 3.6). Sur chaque image (que ce soit avec notre système ou le GSSI) est représenté le profil de deux sections à la fois. Quatre images sont donc à notre disposition, deux par paire de section mais aussi deux par système radar.

Structure d'une chaussée

Une chaussée est composée de plusieurs couches, présentant chacune des caractéristiques propres.

La première appelée couche de forme est constituée de granulats (de granulométrie continue) de diamètre maximal 100 mm jusqu'à des fines ($<80\mu\text{m}$). Elle est non traitée, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de liant pour associer les différents granulats. Son épaisseur va de 50 à 80 cm et son rôle est avant tout de mettre à niveau la topologie du sol.

Puis vient la couche de fondation, non traitée elle aussi, et assemblée de granulométrie continue inférieure à 30 mm.

Arrive ensuite la couche de base. Elle est constituée d'un mélange de granulats de granulométrie inférieure à 20 mm et de liant (bitumineux et hydraulique). Cette couche est traitée, c'est à dire qu'il y a un liant pour l'assembler et l'homogénéiser. Celui-ci est soit du bitume soit du ciment à hauteur de 7 %. L'épaisseur de la couche atteint 10 à 20 cm.

Pour finir sont enfin déposées les couches de roulement en Béton Bitumineux. Leur épaisseur varie de 5 à 8 cm en moyenne mais, tendent actuellement vers des épaisseurs de l'ordre de 4 à 5 cm voire moins.

Plus on se dirige vers la couche supérieure (couche de roulement) et plus les coûts des matériaux sont élevés. De plus, entre chaque couche est

déposée une colle (émulsion) pour solidifier la structure, constituée d'eau et de bitume elle crée une interface solide entre deux couches successives même si elles sont réalisées à partir de matériaux identiques.

Dans le cas du manège de fatigue, les mesures réalisées avec nos antennes ne présentent que les couches de roulement et de base. Les échos provenant des couches inférieures n'apparaîtront pas car ils n'offrent pas d'intérêt particulier concernant l'étude des couches traitées.

Sections avec ciment

Les deux sections qui sont étudiées sur la figure 3.4, sont différenciées par l'adjonction d'une couche de Béton Hydraulique Très Mince (BHTM) sur l'une d'elles.

Une fois l'ensemble des mesures effectué, les radargrammes correspondants ont été réalisés. Il est important de remarquer que le profil radar obtenu avec le GSSI est moins limité en profondeur que celui réalisé avec nos antennes ETSA_A3 (temps d'écoute de 5 ns contre 10 ns pour le radar commercial). Il n'est donc pas possible de superposer les deux images sans un traitement préalable d'une d'entre elles (figure 3.5).

Pour chaque image, on visualise parfaitement les différentes interfaces correspondantes au passage d'une strate à la suivante, notamment celle représentant le passage du Béton Bitumineux à la Grave Bitume (à environ 3 ns). Elle est caractérisée par une convexité du signal et met en valeur un défaut dans la réalisation du bituminage.

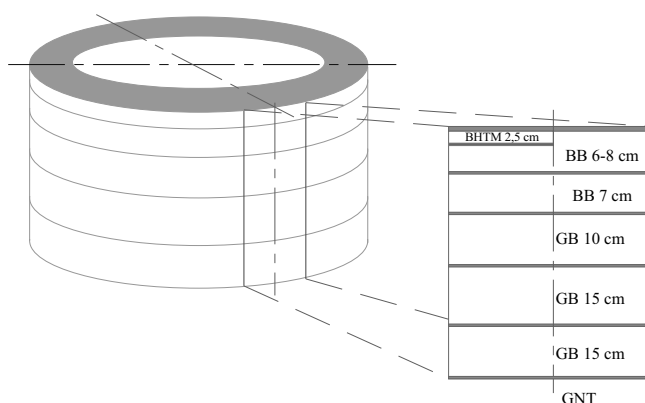
Sur l'image générée par le radar GSSI, l'écho correspondant à l'interface GB/GNT est très marqué. On devine même les interfaces des différentes couches de mise en œuvre de Grave Bitume caractérisées par un faible gradient de compactage.

En ce qui concerne la caractérisation de la couche ultra mince, on remarque rapidement que sur le profil généré par le GSSI, cette couche est indiscernable alors qu'un écho significatif apparaît sur celui réalisé avec notre système. La limite de droite de cet écho révèle même le changement de section puisqu'une seule des deux sections était constituée de Béton Hydraulique Très Mince.

Sections avec asphalte

Cette partie de l'anneau est constituée sur sa partie superficielle d'une couche très mince en Béton Bitumineux (BBTM) sur une des deux sections (figure 3.6). Sur l'autre partie a été déposée une couche de Béton Bitumineux (BB) renforcée par un grillage métallique. Le reste de la structure est identique aux deux sections présentées précédemment.

Les radargrammes obtenus sont éloquentes. Sur la partie de droite de chaque image, et notamment plus sur celle du GSSI, apparaît clairement



BHTM : Béton Hydraulique Très Mince
 BB : Béton Bitumineux
 GB : Grave Bitume
 GNT : Grave Non Traitée

FIG. 3.4: Structure des sections I et II

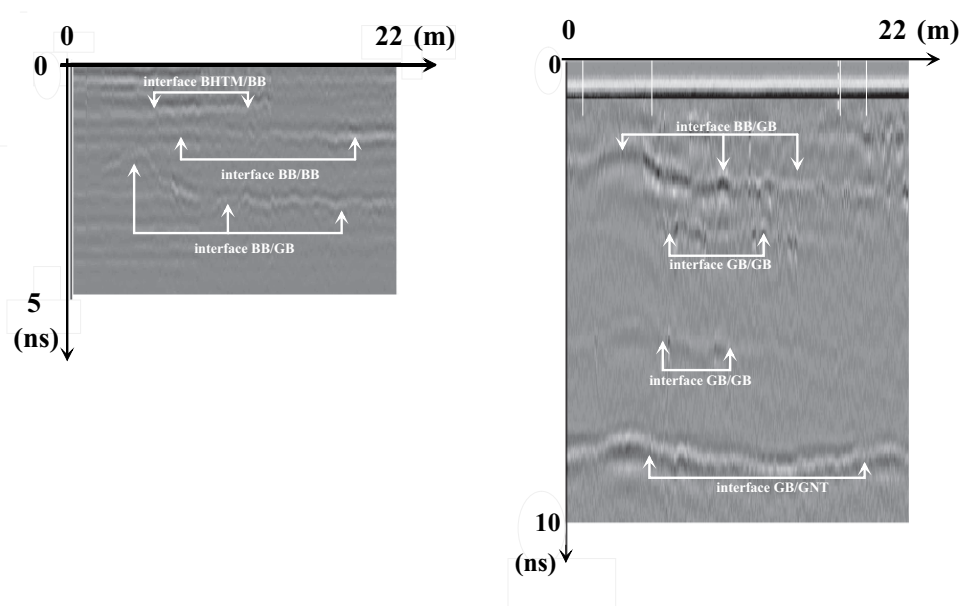


FIG. 3.5: Radargrammes des sections I et II

la diffraction générée par le grillage. Agissant localement comme un miroir quasi parfait, les ondes électromagnétiques sont perturbées et aucune information ne transparaît au delà dans la zone traitée (figure 3.7). Seule l'interface GB/GNT reste visible.

Comme pour la mesure des deux premières sections, des échos plus ou moins significatifs apparaissent aux interfaces des différents matériaux. Les deux systèmes sont capables de mettre en évidence la couche très mince. L'écho est net dans les deux cas mais beaucoup plus épais pour le GSSI. Il est même tentant dans un premier temps de l'assimiler à un écho de sol.

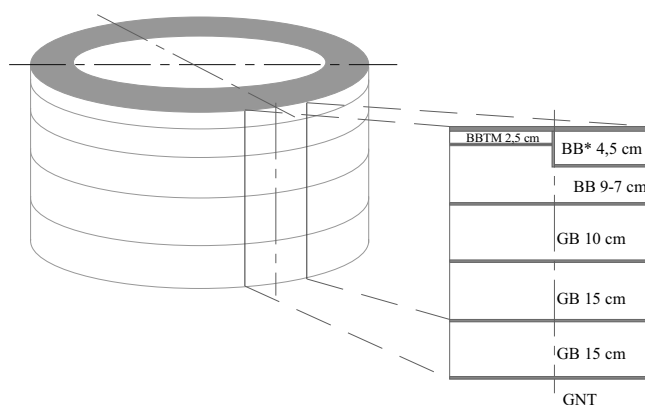
La différenciation est beaucoup plus marquée avec nos antennes. La trace représentant l'interface Béton Bitumineux Très Mince/Béton bitumineux ressort largement de l'écho de sol (situé à 0 ns). Tout comme pour la première série de mesures, l'utilisation des antennes ETSA_A3 permet même de déterminer le changement de section. On le visualise aisément par la disparition de l'écho de la couche très mince et cela indépendamment du signal dû au grillage.

3.1.4 Conclusion

La détection et la mesure des épaisseurs de chaussées représente un enjeu économique grandissant dans le domaine du génie civil. De toutes les techniques développées jusqu'à ce jour et mises à part les techniques radar, aucune n'est actuellement capable de fournir des informations à la fois sur une longue distance et sur la structure interne des chaussées. Les techniques de conception des chaussées ne cessent d'évoluer et aboutissent à des couches de roulement toujours plus minces. Les outils commerciaux actuels, même utilisés aux fréquences les plus élevées des gammes proposées montrent vite leurs limites (1,5 GHz pour le GSSI : <http://www.geophysical.com/antennas.htm>). Il est évident que les images obtenues avec le radar commercial permettent une auscultation sur une plus grande profondeur mais il n'est pas possible de confirmer avec certitude la présence ou non des couches très minces et encore moins de donner une estimation de leur épaisseur.

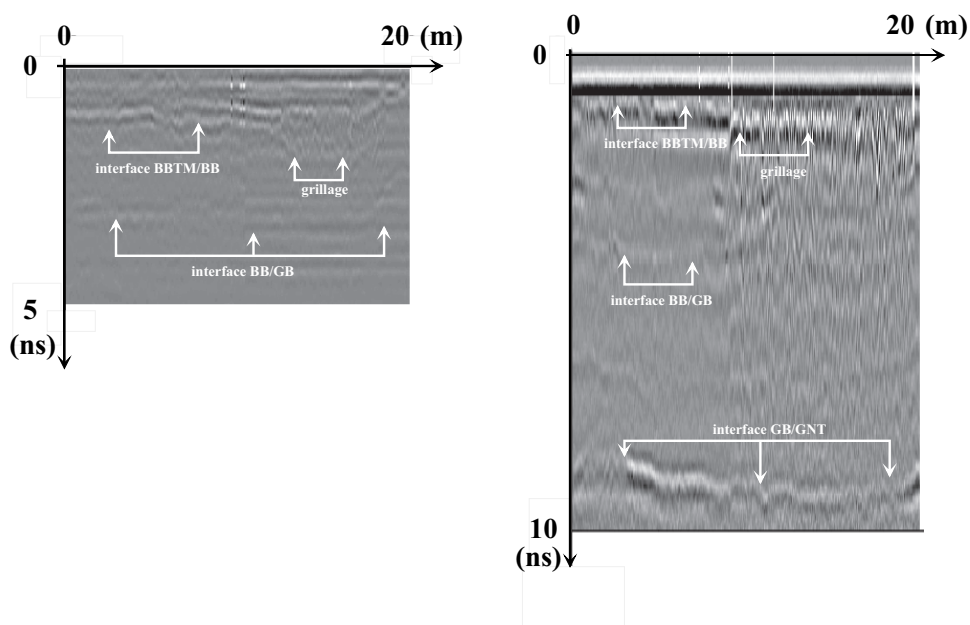
Notre système, même s'il est nettement moins abouti, a atteint cet objectif. Ceci s'explique en grande partie par la valeur de la fréquence centrale. Étant deux fois plus élevée, la résolution transversale des images obtenues est considérablement améliorée. L'écho de la couche très mince se distingue de celui de la surface et permet une détection indubitable.

Cette campagne de mesures confirme donc l'idée selon laquelle la fréquence centrale des radars doit être suffisamment haute pour détecter les détails fins constitutifs d'une chaussée. Le choix de la bande utilisée dépend donc du type d'information souhaitée. Les basses bandes de fréquence pénètrent plus profondément dans le milieu ausculté mais dégradent la résolution de l'image alors que les hautes bandes de fréquence présentent un comportement opposé.



BBTM : Béton Bitumineux Très Mince
 BB : Béton Bitumineux
 BB* : Béton Bitumineux avec Grillage
 GB : Grave Bitume
 GNT : Grave Non Traitée

FIG. 3.6: Structure des sections III et IV



(a) Profil obtenu avec les ETSA_A3
 (fréquence centrale 3,25 GHz)

(b) Profil obtenu avec le GSSI
 (fréquence centrale 1,5 GHz)

FIG. 3.7: Radargrammes des sections III et IV

3.2 Campagne de mesures sur le site test géophysique

Le travail qui suit est issu d'une campagne de mesures effectuées en Juin 2001 au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées de Nantes sur leur site test géophysique. L'objectif était d'étudier le comportement de l'antenne ETSA_A0 dans le cadre de la détection d'objets enterrés. Pour cela, un site entièrement consacré à ce type d'application a été utilisé. Il s'agit d'une fosse trapézoïdale dans laquelle sont enfouis divers objets localisés. Le capteur était constitué d'un couple d'antennes ETSA_A0, l'une en émission et la seconde en réception. Ceci a permis de s'intéresser à la fois à la bande de fréquence de travail et à la géométrie du capteur. Profitant de cette étude et des configurations expérimentales disponibles, l'intérêt que peut présenter un radar à impulsion synthétique a ensuite été examiné. De nombreux tracés ont été recueillis, seules les mesures jugées les plus significatives seront présentées.

L'architecture de cette section est ordonnée comme suit : premièrement il est nécessaire de fournir quelques informations techniques sur le site-test, notamment sur les caractéristiques des objets étudiés ainsi que sur la nature des différents encaissants. Dans un second temps, les configurations de mesure sont explicitées et suivies des résultats expérimentaux. Enfin, une synthèse complète l'étude.

3.2.1 Site d'étude

Outre le manège de fatigue, le LCPC de Nantes dispose d'un outil dédié, entièrement cette fois, aux techniques d'auscultation non destructive. Il s'agit d'un site test pour les méthodes géophysiques réalisé dans le cadre du Projet National Microtunnel. Afin de servir d'outil scientifique de référence, ses caractéristiques sont aussi bien connues et constantes que possible pour permettre la comparaison des méthodes et des procédés.

Le site est constitué d'une fosse de 30 m de longueur et de 5 m de largeur en fond avec des flancs en pente à 2/1. La profondeur utile varie de 3,30 à 4,70 m. Cette fosse est remplie de matériaux différents, disposés en tranches transversales, elles-mêmes séparées par une interface verticale. On prend comme base une trame de largeur 2,50 m, l'architecture de la fosse est réalisée comme suit : 2 trames de limon, 1 trame multicouche, 2 trames de sable calcaire, 2 trames de gravier gneiss 14/20 (pour une densité faible) et 4 trames de grave gneiss de même provenance 0/20 (pour une densité élevée) (figure 3.8).

Les matériaux ont été choisis pour leur représentativité des diverses solutions courantes dans les sites urbains (présence de limons, bassins calcaires) tout en étant assez homogènes pour permettre une modélisation (compactage estimé constant sur toute la hauteur, teneur en eau considérée

constante, site étanchéifié, etc.).

Les objets noyés dans ce remblai sont également représentatifs de ceux rencontrés couramment dans les travaux sans tranchée : tuyaux, cavité, blocs rocheux de taille diverse, maçonnerie. Ces obstacles ont été relevés systématiquement en coordonnées locales lors de la construction afin de constituer une base de données de leur position.

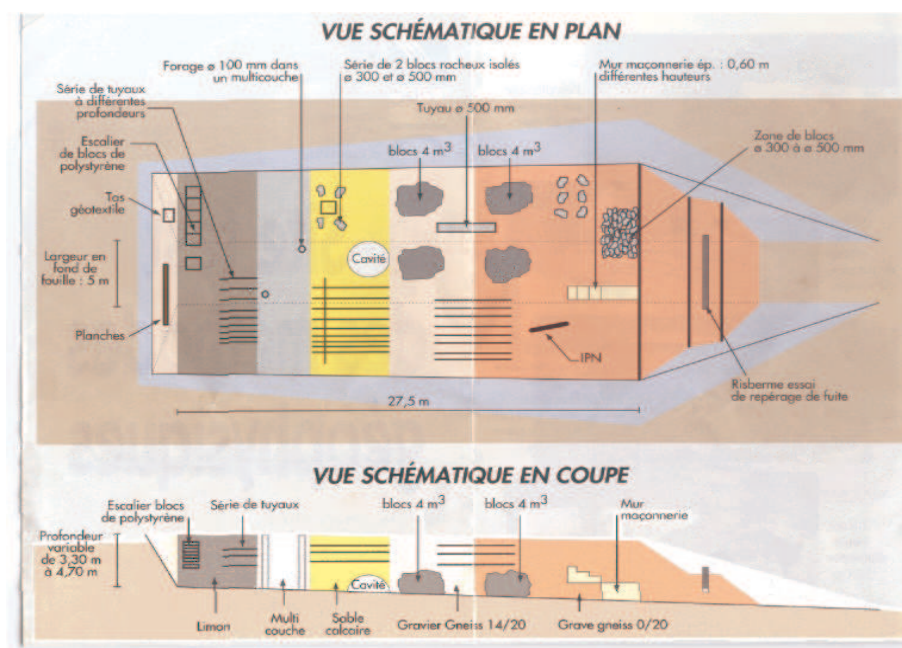


FIG. 3.8: Plan du site test géophysique du LCPC

Afin d'en faire un site de référence, il était nécessaire d'envisager une protection vis-à-vis des venues d'eau. Pour cela, un drain de fond, des drains latéraux et une couverture par un monocouche armé de géotextile ont été ajoutés à la fosse.

Pour cette campagne de mesures, une attention particulière a été portée sur l'étude des tranches de Gneiss 14/20 et de Gneiss 0/20. Ces tranches sont constituées d'un même type de roches, présentant des diamètres compris entre 14 mm et 20 mm pour la première et 0 mm à 20 mm pour la seconde.

De part les diamètres des pierres utilisées, il subsiste inévitablement dans la tranche de Gneiss 14/20, de nombreux interstices remplis d'air. Cette importante porosité favorise la propagation des ondes électromagnétiques désignant cette tranche comme la moins absorbante de toutes celles présentes dans la fosse. En revanche, la tranche contenant du Gneiss 0/20, par la présence de fines particules ($< 80\mu\text{m}$), ne possède pas ces vides. Ceci perturbe davantage la propagation des ondes et en fait un milieu sensiblement plus absorbant.

Les deux tranches étudiées contiennent les mêmes objets dont les positionnements sont rappelés sur la figure 3.9.

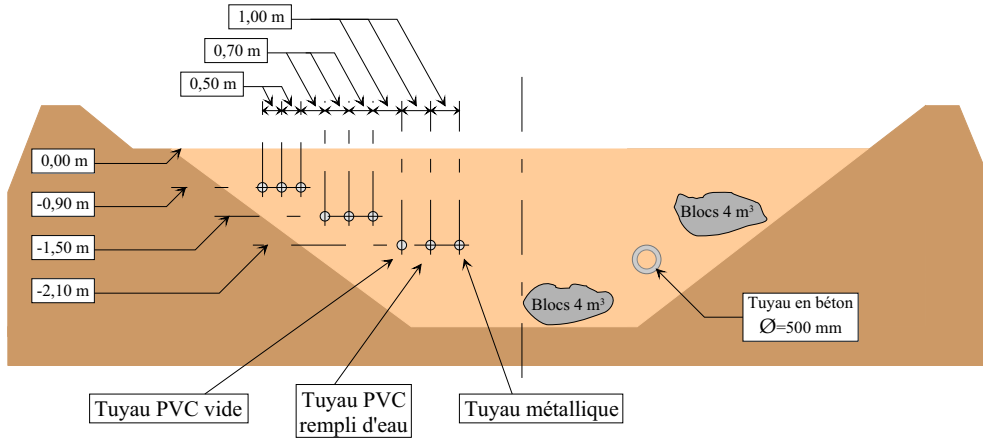


FIG. 3.9: Disposition des objets dans les tranches de gneiss 14/20 et de gneiss 0/20

Les mesures ont été effectuées uniquement sur la partie gauche de chaque tranchée. Dans chacune d'elles ont été enterrées trois nappes de trois tuyaux à des profondeurs différentes et des écartements croissants avec la profondeur. Chaque nappe est constituée ainsi :

- un tube en PVC vide de diamètre 10 cm,
- un tube en PVC rempli d'eau de diamètre 10 cm,
- un tube en acier vide de diamètre 10 cm.

L'ordre de pose des tubes de chaque nappe est identique et correspond à l'ordre énoncé ci-dessus.

3.2.2 Antennes et Bande de Fréquence

La détection d'hétérogénéités dans les sols nécessite une grande profondeur d'investigation ce qui implique l'utilisation de fréquences basses (quelques centaines de MHz) pour éviter les phénomènes d'absorption inhérents aux encaissants. Pour cette campagne de mesures le choix s'est porté sur deux antennes ETSA_A0 offrant une bande passante adaptée à l'auscultation des sols. En revanche il ne faut pas négliger les deux comportements rayonnants différents de ces antennes et fonction des fréquences d'utilisation (cf. chapitre 2).

Dans l'intervalle [150–600] MHz, le rayonnement est de type dipôle et la directivité est faible. Les antennes vont alors illuminer avec la même intensité un volume de grandes dimensions. À l'inverse, au-delà de 600 MHz et jusqu'à 3 GHz, le rayonnement est nettement plus directif ($\approx 25^\circ$ à 1,8 GHz) et se concentre dans l'axe de l'antenne. Cette caractéristique devra donc être prise en compte dans l'examen des images obtenues.

Pour cette étude le choix s'est porté sur une bande couramment utilisée en génie civil allant de 150 MHz à 3000 MHz avec une fréquence centrale de 1575 MHz. L'étendue importante de la bande de fréquence permet une finesse non négligeable du pulse synthétisé.

Afin d'illustrer le comportement des objets vis-à-vis des fréquences utilisées, des mesures supplémentaires ont été effectuées sur des bandes comprises dans l'intervalle initial ([150–3000] MHz) et ne mettant en jeu qu'un seul type de rayonnement des antennes. Ces mesures complémentaires ne sont possibles que par l'utilisation d'un pulse synthétique (application d'une transformée de Fourier sur les signaux reçus). On peut alors faire varier la largeur du pulse, ce dont dépend directement la résolution de l'image. Les outils commerciaux de type impulsif n'autorisent pas une telle utilisation à moins de changer d'antennes à chaque nouvelle bande de fréquence.

3.2.3 Disposition des antennes

Le capteur étant constitué de deux antennes ETSA_A0, plusieurs configurations de mesures ont été testées. Trois configurations étaient permises : deux d'entre elles disposant les antennes parallèlement l'une envers l'autre et la troisième par l'arrangement perpendiculaire de celles-ci.

Dans un but de clarification, chaque configuration a été désignée par un couple de lettres, la première pour l'antenne d'émission et la seconde pour l'antenne de réception. Dans le cas où le capteur est parallèle à l'axe des tubes, la configuration est dénommée H, pour celui où il est perpendiculaire, elle est appelée V.

Quatre configurations, représentées par quatre doublets sont possibles. Les différentes désignations peuvent être résumées dans le tableau 3.1 et sur la figure 3.10.

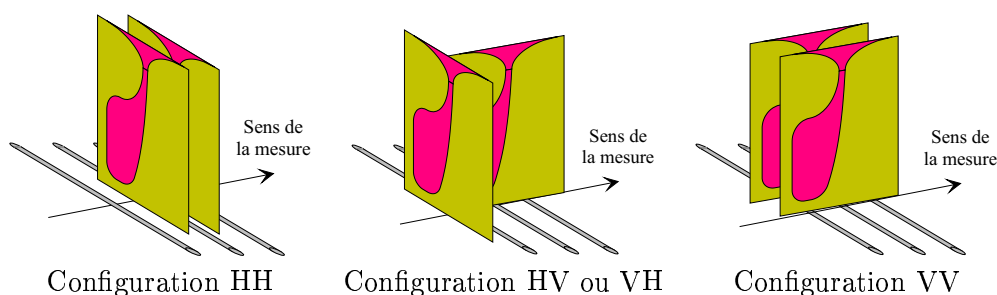


FIG. 3.10: Orientation du dispositif d'antennes sur le site test géophysique

Une comparaison peut être effectuée avec l'imagerie bidimensionnelle où il existe deux types de polarisation. La première est nommée polarisation TM, le champ électrique E est perpendiculaire au plan d'étude et parallèle aux génératrices des cylindres. La seconde est baptisée polarisation TE, le champ E est parallèle au plan d'étude et perpendiculaire aux génératrices

Nom du doublet	Géométrie des antennes entre elles	Situation par rapport à l'axe des tuyaux
HH	parallèles	parallèles
VV	parallèles	perpendiculaires
HV/VH	perpendiculaires	/

TAB. 3.1: Nomenclature des configurations pour les mesures sur le site test géophysique

des cylindres . En considérant le plan formé par la section des tuyaux, il est possible de retrouver ces deux types de polarisation dans cette étude. Ainsi, une configuration dite HH pourra être considérée comme étant une polarisation TM. Il en est de même pour la configuration VV qui traduira une polarisation TE. Les deux configurations HV et VH permettront, quant à elles, de mettre en évidence le comportement dépolarisant des tuyaux et de l'encaissant.

Pour chaque configuration, le capteur constitué des deux antennes était fixé sur un chariot réalisé à cet effet et déposé dans une gouttière en plastique afin de l'entraîner suivant un axe aussi rectiligne que possible (figure 3.11).



Configuration HV



Configuration HH

FIG. 3.11: Dispositif de mesure sur le site test géophysique

Le chariot était ensuite déplacé manuellement à une vitesse de 0,05 m/s environ. La mesure commençait au bord de la fosse jusqu'à son milieu. Le

déplacement suivait une direction perpendiculaire à l'axe des tubes et au milieu de chaque tranche afin d'éviter au maximum les interférences avec les tranches voisines (figure 3.10).

Une fois le chariot installé et les configurations de mesure définies, la campagne de mesures pouvait débuter. Le système d'antennes était relié à un analyseur de réseau lui-même connecté à un PC permettant une prévisualisation des mesures sans traitement (figure 3.12).

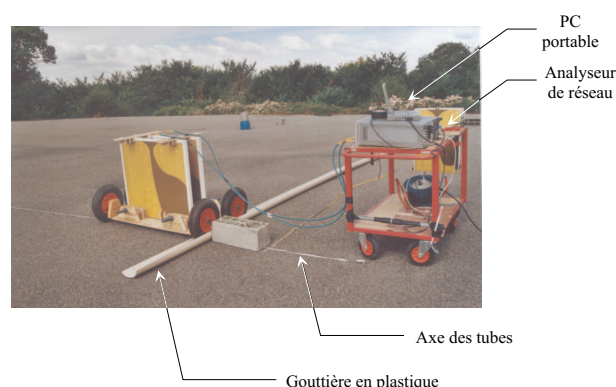


FIG. 3.12: Ensemble du système d'auscultation sur le site test géophysique

L'analyseur de réseau était tout d'abord calibré sur la bande de fréquence choisie, une transformée de Fourier était ensuite appliquée au signal reçu afin de générer le pulse synthétique.

3.2.4 Réalisation des radargrammes

La réalisation des radargrammes est la même que pour ceux de la section 3.1. Le coefficient de transmission (S_{21}) est représenté en niveaux de gris. La longueur, en mètres, est reportée sur l'axe des abscisses et le temps d'écoute apparaît sur l'axe des ordonnées. Il n'est pas converti en distance par manque d'information sur la permittivité exacte du milieu encaissant.

Les tuyaux enfouis dans le sol vont interagir avec toutes les ondes émises par les antennes. Quelque soit la position du chariot sur le site, un champ diffracté par ces mêmes tuyaux sera reçu par l'antenne de réception. Cette manifestation se traduira sur l'image obtenue par l'apparition d'une hyperbole (figure 3.13). Le sommet de l'hyperbole correspond à une position du capteur au zénith du tuyau (tracé bleu foncé). La visée sera dite directe et équivaldra à une distance minimale entre le capteur et le tuyau. Les pentes de l'hyperbole traduiront une position décalée des antennes que l'on baptisera visée latérale (tracés noirs).

Dans le paragraphe traitant des épaisseurs de chaussées, les interfaces étant en général planes, ce phénomène de formation d'hyperboles ne se

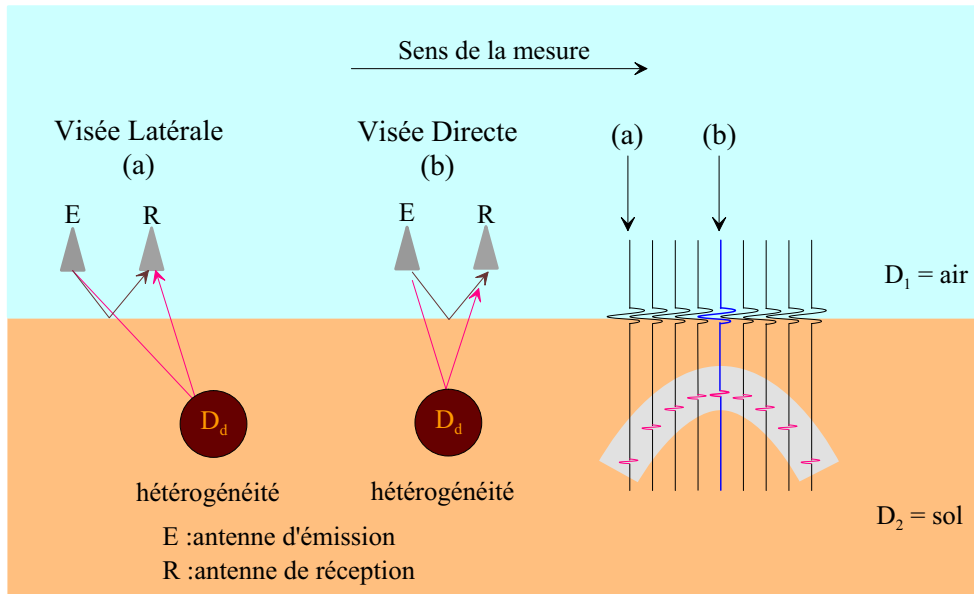


FIG. 3.13: Principe de mesure radar — Conception d'une coupe temps-distance (radargramme)

manifestait pas ou peu. À chaque mesure n'apparaissait qu'un seul écho par interface, ce qui permettait de la détecter et de la discriminer.

La présence de ces hyperboles permet entre autres de donner une information sur l'objet diffractant. Ainsi une première information sur sa taille est obtenue par l'étude de l'étalement de l'hyperbole de même que sur sa forme. Un objet présentant une section de forme différente provoquera inévitablement une figure géométrique différente de l'hyperbole (Leparoux [1997], Daniels [1996]).

3.2.5 Résultats obtenus

Pour chaque image B-scan présentée, un pictogramme indique la configuration de polarisation utilisée lors de l'acquisition des mesures.

Celles-ci ont été effectuées sur les deux tranches de gneiss (14/20 et 0/20). Pour chacune d'elles, plusieurs configurations ont été étudiées. L'axe de recherche était orienté sur la géométrie du capteur afin de prendre en compte le comportement du milieu et des tuyaux vis-à-vis de la polarisation. De même, la bande de fréquence à appliquer pour obtenir les meilleures images constituait un paramètre important des mesures. L'intervalle maximum était fixé entre 150 MHz et 3000 MHz. Toujours dans l'optique de l'amélioration des images, l'utilisation d'un amplificateur faible bruit présentant un gain de 19 dB a été expérimentée.

Il est souvent nécessaire de faire un post-traitement afin d'obtenir une image plus facilement interprétable. Pour cela un logiciel commercial de traitement de signaux temporels est utilisé, il permet, entre autres, de retirer l'écho de surface, d'appliquer un gain en fonction du temps (*i.e.* de la profondeur) et de retrancher le bruit moyen.

On peut penser que des techniques de traitement du signal, de classification par extraction des fréquences ou d'inversion appropriées permettraient d'améliorer la détection et la discrimination des hétérogénéités. Mais nous avons préféré nous restreindre à l'étude des images brutes afin d'étudier l'influence du rayonnement des antennes.

Tranche de Gneiss 14/20

Étude sur la polarisation

La première série présentée dans ce paragraphe illustre les mesures obtenues avec une configuration dite « de base ». La bande de fréquence est maximale : [150–3000] MHz avec une fréquence centrale du pulse à 1575 MHz et une puissance d'émission atteignant -10 dBm. Les quatre configurations de capteur sont étudiées (figure 3.14).

Pour les deux premiers radargrammes (polarisation HH et VV), un écho continu et incliné est visible. Il correspond à la pente de la fosse, son fond est même reconnaissable sur les deux illustrations, avec un écho situé entre 50 et 60 ns. Les hyperboles qui apparaissent nettement, représentent les trois nappes de tuyaux enterrés. L'accroissement des écarts entre les tuyaux en fonction de la profondeur y est même visible. Le reste des données doit ensuite être exploité en tenant compte de la configuration choisie.

Première constatation : la pente de la fosse n'est quasiment pas visible en polarisation HH. Dans cette disposition d'antennes, la SER (Surface Equivalente Radar) des tuyaux est importante. Le signal maximum est obtenu avec le tuyau métallique et sert de référence pour l'application du gain. Ainsi une fois l'opération effectuée, le signal obtenu pour la pente de la fosse apparaît très faible voire noyé dans le bruit résiduel. À l'opposé, dans le cas VV, le diamètre des tuyaux reste inférieur à $\lambda/2$ sur une grande partie de la bande (de 500 MHz à 1500 MHz), l'interaction avec les tuyaux se fait de préférence avec les hautes fréquences. L'énergie totale reçue par l'antenne de réception est donc plus faible, tout comme le signal maximal. L'application du gain fait alors ressortir le signal provenant de la fosse.

En plus des hyperboles générées par la face supérieure des tuyaux, il est possible d'en apercevoir quelques unes, plus épaisses, sous l'écho du tuyau rempli d'eau. Le phénomène est plus marqué pour la polarisation HH. Ces hyperboles sont issues des réflexions multiples internes au tuyau dans lequel il existe un fort contraste de permittivité relative entre l'eau ($\varepsilon_r \approx 80$) et

le gravier gneiss ($\varepsilon_r \approx 3,5$). La surface inférieure du tube est beaucoup plus réfléchissante que celle du tuyau de PVC vide. D'autre part, les hautes fréquences qui pénètrent dans le tube sont rapidement atténuées par l'eau ($\sigma \approx 0.12$ S/m). Dans la polarisation HH, le signal soulignant le fond du tube est reconstitué sur moins de fréquences générant, par transformée de Fourier, un écho plus large.

Le même phénomène apparaît pour la polarisation VV. Dans cette configuration, ce sont les hautes fréquences interagissant avec les tuyaux. Il en y a donc nettement moins à atteindre le fond du tube, ce qui engendre peu d'hyperboles supplémentaires.

La détection des objets en polarisation HV et VH est incontestablement moins aisée, les tuyaux métalliques sont encore vaguement visibles pour les deux premières profondeurs. Il en est de même pour la pente de la fosse. Aucun écho ne parvient des tuyaux en PVC ni de ceux de la nappe la plus profonde. On constate que, les antennes ayant une grande pureté de polarisation, les tuyaux dépolarisent peu. Ainsi, les antennes émettent un champ électrique correspondant presque au cas idéal TM, pour la configuration HV, ou TE, pour la configuration VH. Les tuyaux ne dépolarisant pas l'onde, les mesures aboutissent à un signal faible pour ces deux configurations.

La tranche de gneiss 14/20 est considérée comme peu absorbante pour les ondes électromagnétiques, ce qui se traduit par de très bonnes détections en polarisation VV et HH. Partant de ce résultat, l'ajout sur la voie de réception d'un amplificateur faible bruit présentant un gain de 19 dB a été testé. Le but était d'améliorer encore les images et d'augmenter la dynamique .

Utilisation d'un amplificateur faible bruit

Les configurations de mesure restant identiques à celles décrites plus haut, on décide d'ajouter l'amplificateur entre l'antenne de réception et l'analyseur de réseau. Les quatre configurations de mesure ont été testées afin de vérifier qualitativement le bénéfice d'une telle correction (figure 3.15).

Sur les quatre images obtenues, l'ajout de l'amplificateur a eu pour effet d'augmenter le bruit total de mesure. La détection des objets est alors un peu moins facile car les images sont dégradées mais il est encore possible, dans certains cas, de détecter les tubes enfouis.

La meilleure image reste celle en polarisation VV, où la discrimination des hétérogénéités se fait aisément. La pente de la fosse et les trois nappes de tuyaux sont toujours observables. Les échos provenant du tube rempli d'eau apparaissent plus nettement que sur l'image sans amplification. D'une

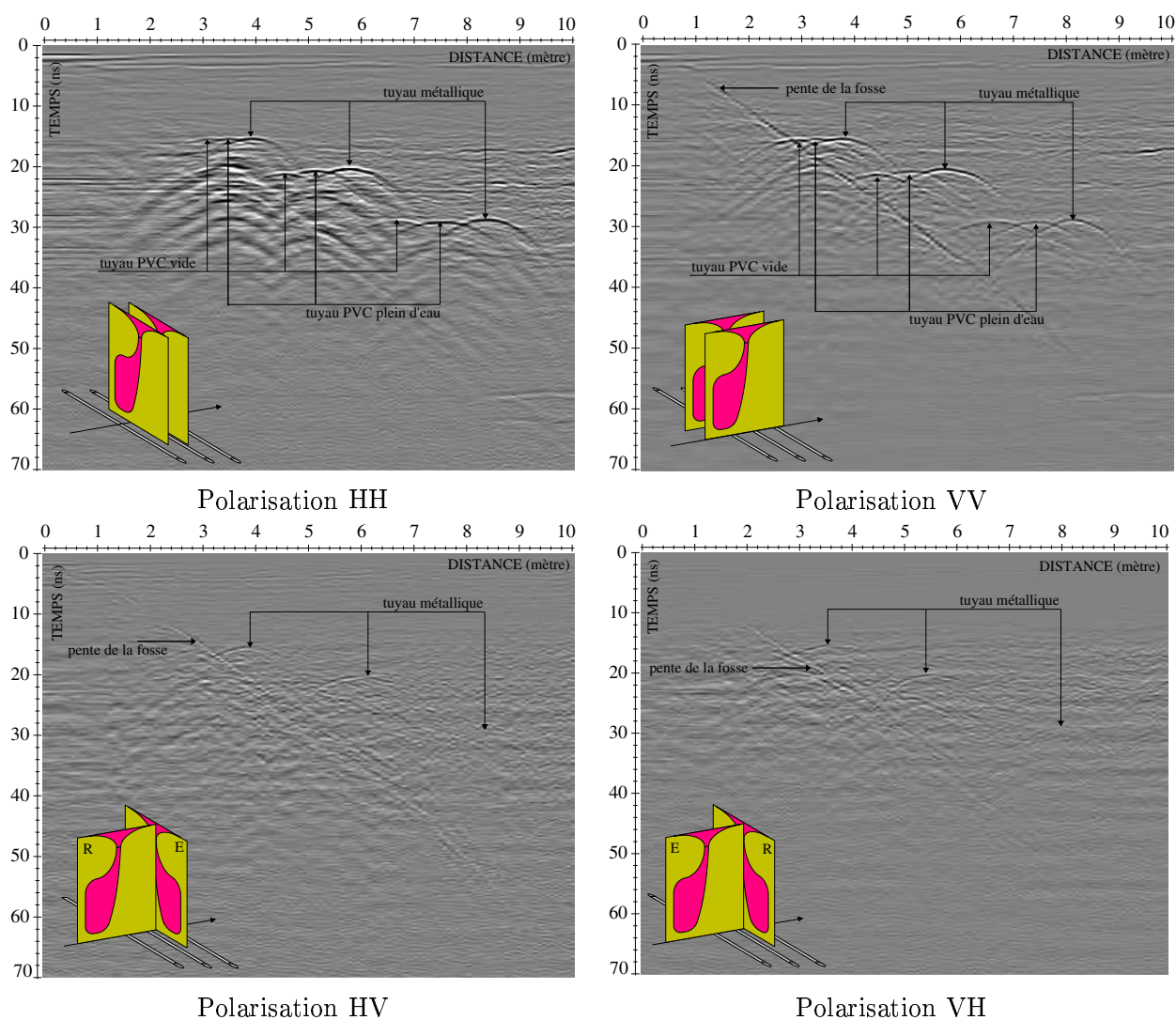


FIG. 3.14: Radargrammes réalisés dans la tranche de gneiss 14/20 pour les quatre configurations

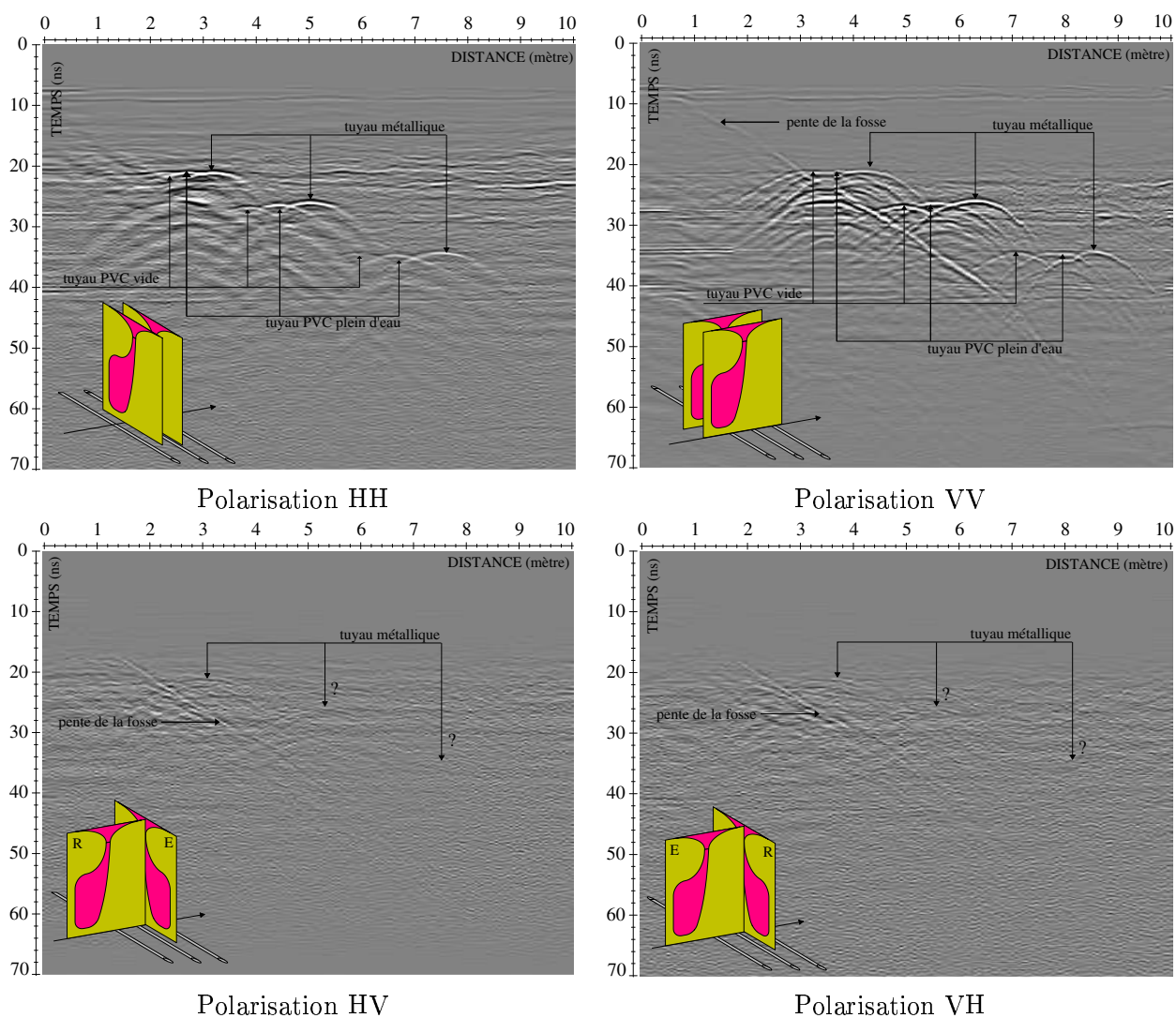


FIG. 3.15: Radargrammes réalisés dans la tranche de gneiss 14/20 pour les quatre configurations, en ajoutant un amplificateur faible bruit de +19 dB

manière générale, les échos sont plus prononcés mais l'image a un fond moins lissé.

Le constat est identique pour la polarisation HH, les hyperboles sont en moyenne aussi nettes avec ou sans amplification alors que le niveau de bruit général est rehaussé par l'ajout de l'amplificateur. L'interprétation aurait été moins aisée avec des objets moins réfléchissants.

Même si les signaux issus de la face supérieure des tuyaux sont plus forts dans les deux polarisations, la dégradation générale de l'image est importante.

Les images pour les configurations HV et VH sont, elles aussi, détériorées. En comparaison de celles sans amplification, aucune amélioration n'est à noter. La pente de la fosse est encore visible mais il est dorénavant impossible de détecter les tuyaux métalliques.

L'utilisation de l'amplificateur faible bruit est donc très peu convaincante. Elle permet d'élever les niveaux provenant des tuyaux mais augmente d'autant le bruit général de l'image, annulant ainsi l'intérêt du système. Les recherches doivent donc s'orienter vers d'autres voies, et notamment sur le gain apporté par la modification de la bande de fréquence utilisée pour synthétiser le pulse.

Variation sur la bande de fréquence

Les antennes ETSA_A0 présentent deux comportements distincts en fonction de la fréquence étudiée. Un premier de type dipôle avec un rayonnement omnidirectionnel dans la bande [150–600] MHz et le second au-delà, de type Vivaldi avec un gain maximum dans la direction de l'axe des antennes. Partant de ce constat, il est apparu intéressant d'essayer de définir l'influence du rayonnement des antennes sur la qualité des images recueillies. Les résultats obtenus dans les paragraphes précédents ont permis de vérifier le faible taux de dépolarisation des tuyaux et de l'encaissant, il a donc été jugé inutile d'afficher les mesures en polarisation VH et HV. Les images qui suivent ne présentent que les mesures des polarisations HH et VV sur trois bandes de fréquence différentes.

Deux phénomènes ont permis de définir des bandes de fréquence testées :

1. Nous souhaitons connaître le poids des différents processus de rayonnement des antennes dans la qualité des images réalisées. Pour cela deux bandes de fréquence distinctes ont été définies : la première prenant en compte uniquement le comportement dipolaire de l'antenne de 150 MHz à 600 MHz et la seconde pour le comportement Vivaldi de 600 MHz à 3000 MHz.
2. Le caractère absorbant de l'encaissant pour les hautes fréquences a ensuite été considéré. Une bande de fréquence intermédiaire s'étendant de 150 MHz à 1000 MHz a alors été étudiée.

Six mesures ont été réalisées, chacune d'elles correspondant à l'une des deux polarisations HH ou VV dans l'une des trois bandes de fréquence fixées.

– *Bande [150–600] MHz*

Dans cette bande de fréquence, le comportement des antennes est de type dipôle, celles-ci transmettent (ou reçoivent) autant d'énergie dans toutes les directions. De ce fait, les niveaux des échos ont la même intensité sur le sommet des hyperboles (pour une visée directe) que sur leur pente (visée latérale). De plus, étant en basses fréquences, la propagation des ondes est peu absorbée par l'encaissant, un signal quasi équivalent pour toutes les nappes de tuyaux est alors récupéré (figure 3.16).

Comme lors des mesures précédentes, la pente de la fosse apparaît mieux en polarisation VV qu'en HH. En ce qui concerne les tuyaux, les hyperboles sont plus marquées sur l'image en polarisation HH. On observe que la SER est plus grande en HH qu'en VV, il y a donc plus de fréquences à interagir avec les tuyaux. Par contre, même si la détection des objets se fait sans aucun doute, leur discrimination est impossible.

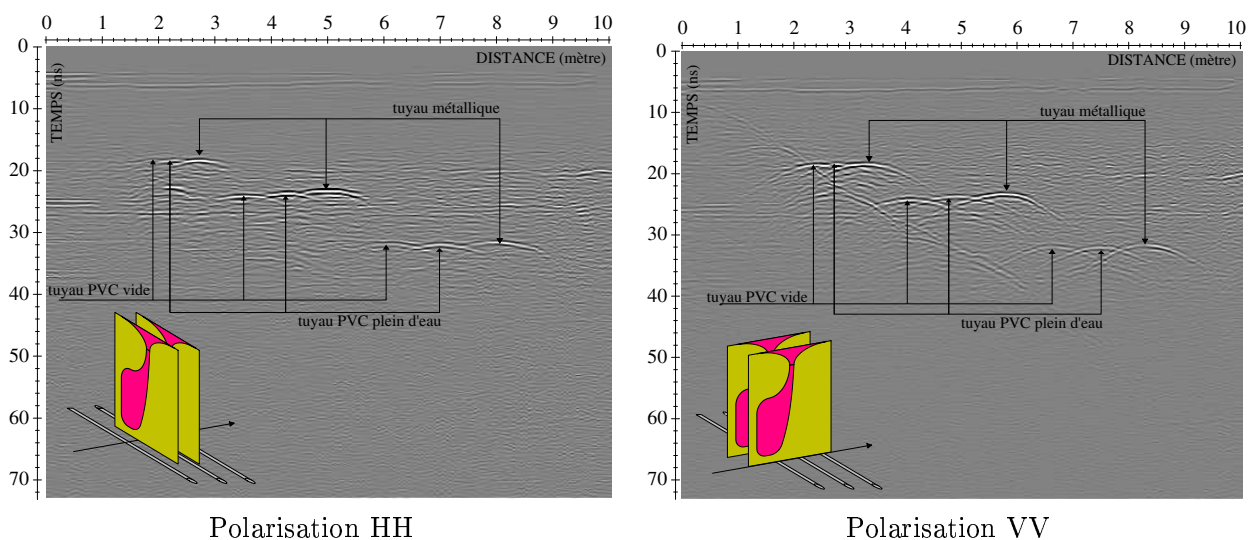
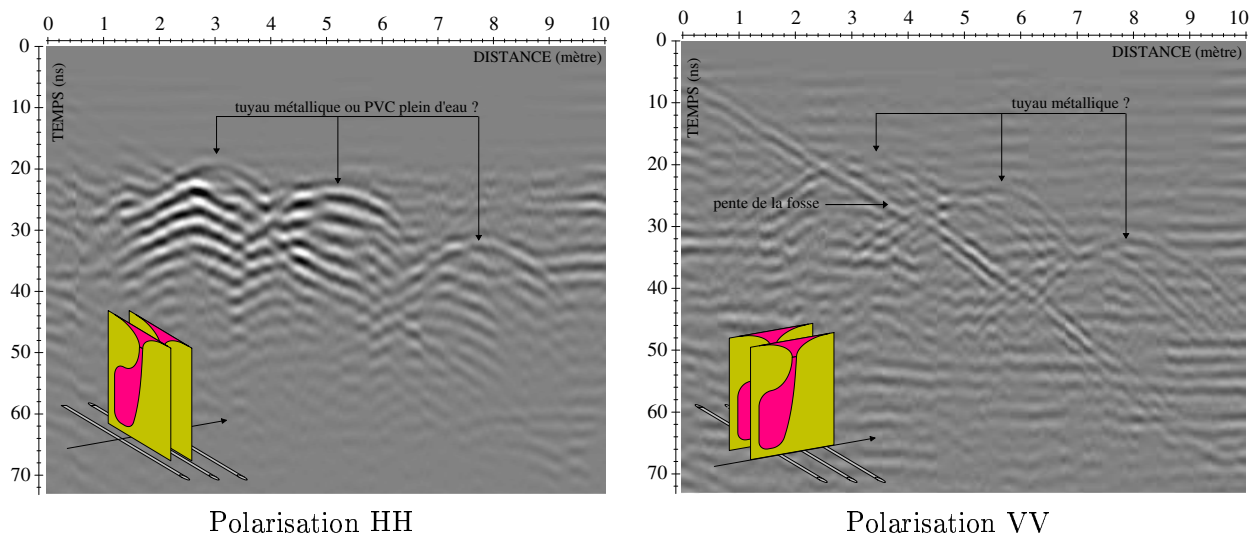
L'application de cette bande de fréquence permet donc une propagation plus aisée des ondes électromagnétiques et une visée omnidirectionnelle grâce au comportement spécifique des antennes, mais elle diminue considérablement les chances de discrimination des tubes constituant chacune des trois nappes. Elle n'apparaît donc pas comme une bande adaptée à ce type de travaux.

– *Bande [600–3000] MHz*

Le passage aux hautes fréquences permet une discrimination plus claire des objets enfouis dans la fosse par l'utilisation de longueurs d'onde plus adaptées aux dimensions mises en jeu. Malheureusement, les ondes émises sont beaucoup plus atténuées et la détection de la nappe la plus profonde est moins facile. Ce phénomène se manifeste sur les deux images (figure 3.17).

Dans cet intervalle de fréquence, les antennes ont un comportement très directif. Quelque soit la polarisation, l'énergie des ondes émises est essentiellement concentrée dans l'axe des antennes. Il y a plus de signal dans la visée directe que dans la visée latérale. Le niveau des échos est très important et net sur le sommet des hyperboles alors que les pentes des hyperboles ont une signature faible voire inexistante. On pourrait conclure à l'absence de ces pentes, ce qui amènerait à une erreur importante sur la détermination de la forme des objets détectés.

Indépendamment de ces considérations, l'observation des deux images conduit à désigner celle en polarisation VV comme la plus perfor-



mante, car en plus des tuyaux, elle permet encore une fois de mettre en évidence la pente de la fosse.

L'utilisation de cette bande de fréquence a amélioré la finesse des hyperboles. En revanche, elle induit une perte d'information sur celles-ci ce qui peut être préjudiciable pour une discrimination future.

Les constations effectuées sur les quatre premières images conduisent donc, avant toute mesure, à considérer l'intervalle intermédiaire comme un bon compromis entre profondeur d'investigation, finesse des échos et étendue des hyperboles.

– *Bande [150–1000] MHz*

Les images obtenues avec cette bande de fréquence sont considérées comme étant les meilleures de cette série de six mesures. En effet pour chaque polarisation, c'est avec cet intervalle que les hyperboles sont à la fois les plus fines et les plus étendues. Les trois nappes de tuyaux sont complètement détectées et pour chacune apparaît un système de trois motifs caractérisant parfaitement les trois tubes (figure 3.18, page 85).

L'écho de la pente de la fosse est comme de coutume plus net en polarisation VV et le bruit général des deux images est faible.

Les hyperboles issues des réflexions multiples internes au tuyau de PVC sont, quant à elles, mieux perçues avec la polarisation HH. Ceci constitue un argument en faveur de cette configuration d'antennes pour le cas où la discrimination est désirée.

Comme on pouvait s'y attendre, cette bande de fréquence représente le meilleur compromis entre les différents comportements rayonnants des antennes, le milieu sondé et les objets à détecter. Les fréquences sont assez basses pour se propager en profondeur dans la fosse et génèrent des longueurs d'onde suffisamment petites pour interagir avec les tuyaux enfouis. De plus, le rayonnement des antennes permet une étendue suffisante des hyperboles pour une discrimination efficace.

Synthèse

Les propriétés absorbantes des différents milieux auscultés influent considérablement sur les chances de détection des objets enfouis. Dans la tranche considérée pour cette étude, elles étaient relativement faibles et autorisait une bonne propagation des ondes électromagnétiques. Plusieurs configurations et paramètres ont pu être expérimentés.

- Tout d'abord, les mesures en configuration HV et VH permettent de montrer que les tuyaux dépolarisent peu confirmant ainsi la grande pureté de polarisation des antennes ETSA _A0.

- Afin de rehausser les niveaux de signal récupérés, l'utilisation d'un amplificateur a été envisagée. Malheureusement, le niveau de bruit général de l'image augmente aussi, la dégradant nettement sans pour autant relever une augmentation sensible de l'information sur les hyperboles. Cette idée a donc été abandonnée.
- À propos des configurations de mesure, la polarisation VV (à savoir un champ électrique parallèle à la section des tuyaux) s'est révélée la plus efficace dans les cas où la détection et la discrimination des hétérogénéités était accessible.
- Pour finir, l'étude sur les bandes de fréquence a permis de mettre en évidence une diminution de la profondeur d'investigation générée par l'utilisation de bandes en hautes fréquences. L'emploi de bandes en basses fréquences implique, quant à lui, une perte d'information. Le meilleur compromis se situe pour l'intervalle [150–1000] MHz.

Cette série de mesures a fourni beaucoup d'informations sur la configuration et les paramètres à adopter pour une meilleure détection des objets. De plus, l'efficacité des antennes ETSA_A0, sur ce type d'examen, a été vérifiée.

Tranche de Gneiss 0/20

Les résultats très encourageants obtenus avec la tranche de gneiss 14/20 nous ont poussé à poursuivre l'étude sur la tranche voisine constituée de gneiss 0/20. Ce milieu est beaucoup plus absorbant. Les ondes électromagnétiques, notamment les hautes fréquences, pénètrent moins profondément. Prenant en compte ce paramètre, il devenait évident que les images seraient de moins bonne qualité que celles de la tranche de gneiss 14/20 mais cette étude était nécessaire pour deux raisons.

Premièrement, il fallait tester les diverses configurations de capteur jusqu'à leurs limites pour définir avec précision leurs qualités et défauts.

Deuxièmement, l'encaissant formé de gneiss 14/20 ne représente pas un milieu réel. Les interstices créés entre les granulats de grave sont inévitablement comblés dans la nature. Pour se rapprocher le plus possible de la réalité, l'étude de la tranche de gneiss 0/20 devient alors inévitable.

La démarche a été la même que pour les mesures sur le gneiss 14/20, avec les mêmes configurations de capteur et les mêmes bandes de fréquence.

Les objets enterrés dans cette tranche sont identiques à ceux présents dans la tranche de gneiss 14/20 et enfouis avec les mêmes profondeurs et écartements (figure 3.9).

Sachant que les images sont très bruitées, seules les mesures en polarisation HH et VV sont présentées. Les niveaux d'énergie des tuyaux et de la pente de la fosse dans les deux autres configurations (HV et VH) sont beaucoup plus faibles et restent noyés dans le bruit générale de mesure. Leur présentation n'apporte donc aucune donnée supplémentaire.

Étude sur la polarisation

On reprend ici la configuration de base. La bande de fréquence correspond à l'intervalle [150–3000] MHz, la puissance émise est de -10 dBm et aucun amplificateur n'est ajouté. Les images obtenues sont présentées sur la figure 3.19.

Nettement moins d'information est disponible avec cet encaissant. La pente de la fosse n'apparaît sur aucune image et les signaux provenant des tuyaux, si jamais ils existent, sont perdus dans le bruit général de mesure. Il est impossible de fournir un indice sur une probable détection d'objet avec ce type de configuration et de post-traitement simple.

Utilisation d'un amplificateur faible bruit

Afin de ne négliger aucune configuration et malgré les résultats produits pour la tranche de gneiss 14/20, une série de mesures a été effectuée en ajoutant l'amplificateur faible bruit sur la chaîne de réception du système (figure 3.20).

Aucune amélioration notable n'est à relever en ce qui concerne le bruit général de l'image. Par contre, la présence d'un des tuyaux de la première nappe peut être décelée dans la polarisation HH, car son existence est connue a priori. Mais sa signature est tellement faible qu'il serait difficile d'affirmer sa présence avec certitude en l'absence d'information a priori.

La polarisation VV, quant à elle, révèle plus distinctement la pente de la fosse, mais aucun tuyau n'est discernable.

L'ajout de l'amplificateur aura permis de découvrir une information minime sur la tranche de gneiss 0/20. Ceci constitue un argument bien faible et donc insuffisant quant à son utilisation avec le capteur.

Étude sur la puissance d'émission

L'adjonction de l'amplificateur dans la partie réception du capteur présente peu d'intérêt. Nous avons alors décidé d'augmenter la puissance issue du module d'émission pour pallier la perte d'information générée par l'absorption du milieu. Pour cela, le niveau de sortie de l'analyseur de réseau a été fixé à +20 dBm.

Premièrement, en conservant la bande de fréquence à [150–3000] MHz, aucune information supplémentaire importante n'est apparue (figure 3.21).

En polarisation HH, l'image ne laisse apparaître aucune information sur les tuyaux et la pente de la fosse. En polarisation VV, la seule donnée accessible provient de la pente de la fosse mais elle reste extrêmement discrète. Ceci nous a donc amené à penser que la bande de fréquence utilisée n'était

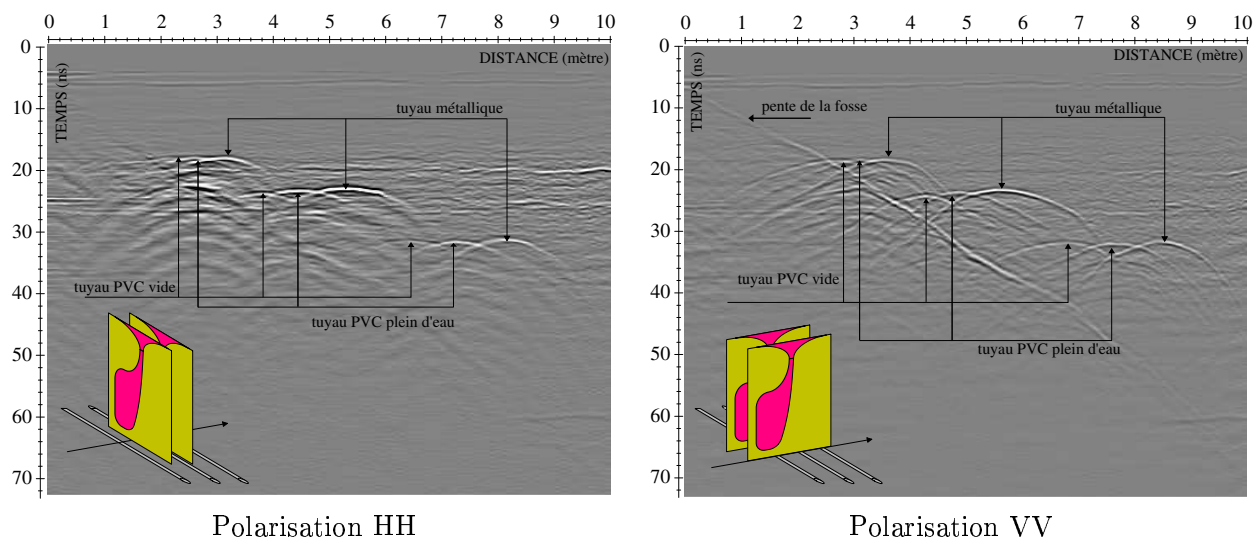


FIG. 3.18: Radargrammes réalisés dans la tranche de gneiss 14/20 pour deux configurations — Bande [150–1000] MHz

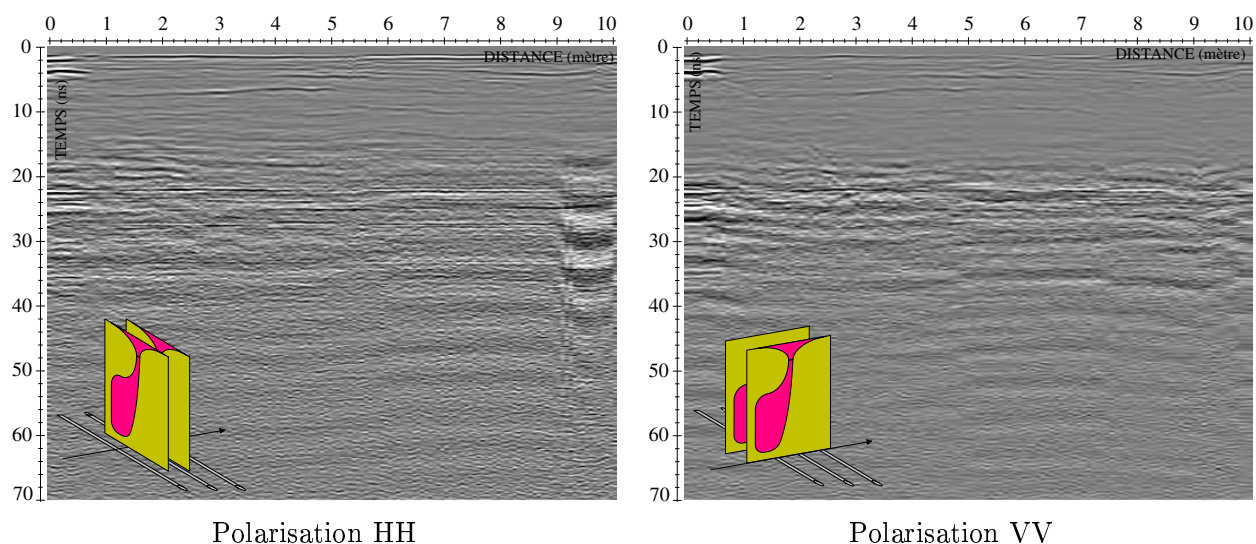


FIG. 3.19: Radargrammes réalisés dans la tranche de gneiss 0/20 pour deux configurations — Bande [150–3000] MHz

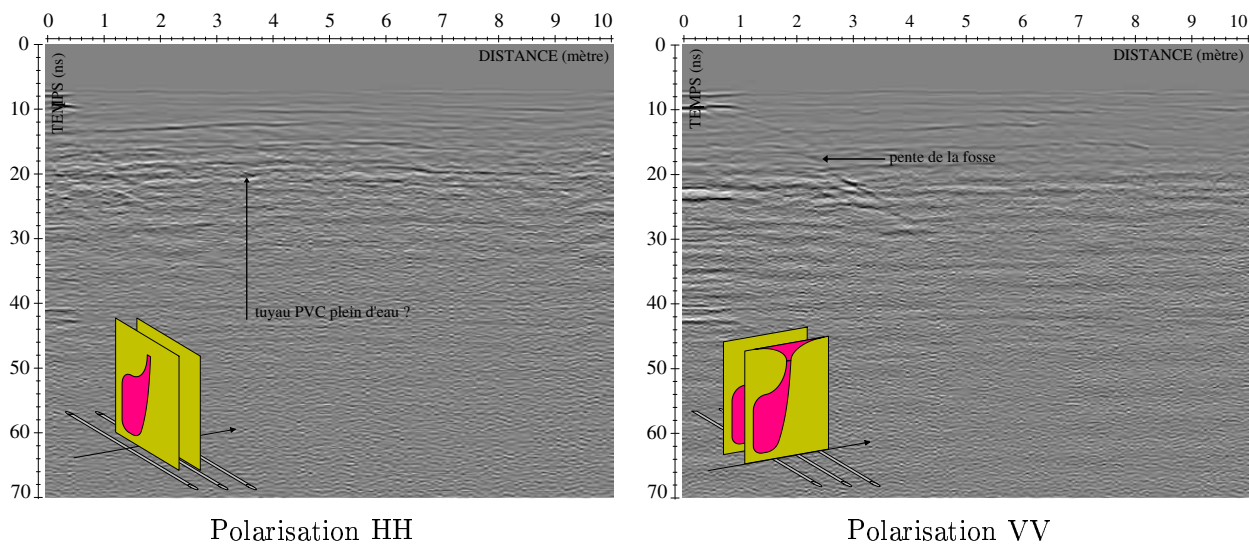


FIG. 3.20: Radargrammes réalisés dans la tranche de gneiss 0/20 pour deux configurations et en ajoutant un amplificateur faible bruit de +19 dB

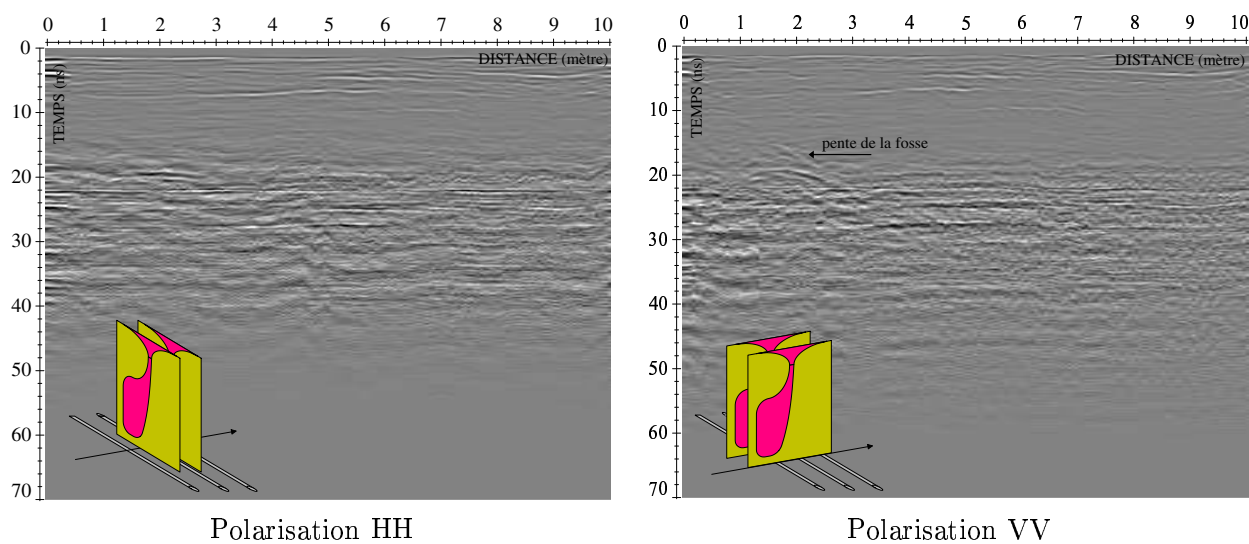


FIG. 3.21: Radargrammes réalisés dans la tranche de gneiss 0/20 pour deux configurations et en augmentant la puissance d'émission à +20 dBm —
Bande [150–3000] MHz

peut-être pas adaptée à cet encaissant, c'est pourquoi une diminution de la fréquence centrale du pulse a été effectuée (figure 3.22).

Celle-ci a alors été fixée à 575 MHz pour un intervalle compris entre 150 MHz et 1000 MHz.

Une amélioration sensible apparaît dans les résultats exploitables même si celle-ci est loin d'englober tous les objets présents dans la tranche. Il est néanmoins possible de distinguer un écho net provenant de la nappe la moins profonde. En considérant sa position et en connaissant a priori la constitution des nappes, il est possible de déduire qu'il provient probablement du tuyau rempli d'eau pour la polarisation HH. Malheureusement sans cette information a priori, il aurait été impossible de définir la nature de l'objet.

En polarisation VV, la pente de la fosse apparaît encore une fois. Une trace issue du tube métallique est aussi détectée, mais comme précédemment, cette discrimination n'est possible que par la connaissance préalable du milieu.

Synthèse

Étant plus proche des milieux rencontrés dans la réalité, la tranche de gneiss 0/20 est beaucoup plus absorbante pour les ondes électromagnétiques que celle en gneiss 14/20. Les images obtenues sont donc moins facilement exploitables et sans une connaissance a priori de la fosse, pratiquement aucun tuyau n'aurait été détecté.

Quelques données peuvent néanmoins être extraites de cette étude :

- Tout d'abord, l'utilisation de l'amplificateur faible bruit sur la ligne de réception se révèle inutile dans la grande majorité des cas étudiés. L'accroissement du bruit de mesure est tel que l'information mise à jour s'en trouve vite inexploitable.
- Comme pour la tranche de gneiss 14/20, la meilleure bande de mesure pour le capteur est constituée par l'intervalle [150–1000] MHz. Les fréquences sont suffisamment basses pour pénétrer un minimum dans l'encaissant mais assez hautes pour dessiner des échos fins permettant une bonne détection de la pente de la fosse et de quelques objets.
- Dans les cas où une information peut être recueillie, la meilleure configuration de mesure se révèle encore une fois être celle en polarisation VV. Il n'y a que pour celle-ci que la pente de la fosse peut être visible.

L'absorption importante du milieu a posé un problème majeur lors du traitement de l'information contenue dans les radargrammes. Pour améliorer les images, il serait peut être judicieux de tenter, dans une prochaine campagne de mesures, de baisser encore la fréquence basse d'étude afin de mieux pénétrer dans le sol. Pour cela la conception d'antennes capables d'atteindre de telles fréquences sera nécessaire.

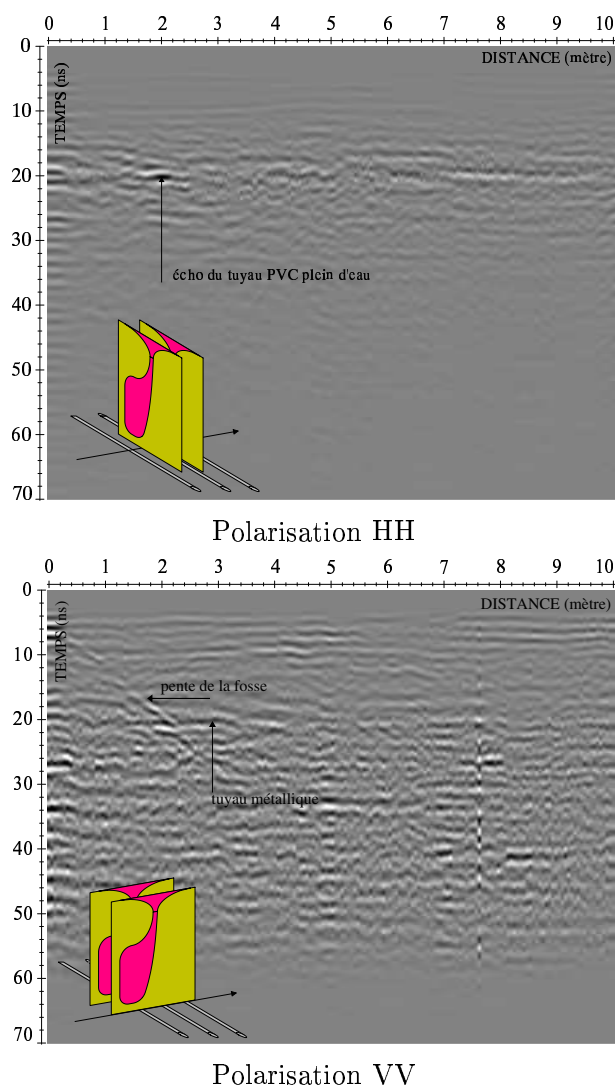


FIG. 3.22: Radargrammes réalisés dans la tranche de gneiss 0/20 pour deux configurations et en augmentant la puissance d'émission à +20 dBm — Bande [150–1000] MHz

3.2.6 Conclusion

L'étude présentée dans cette section était orientée suivant deux directions. Nous souhaitions en premier lieu définir au mieux les paramètres optimisant un capteur constitué d'antennes ETSA_A0 pour une utilisation de génie civil. Deuxièmement, désireux de déterminer l'intérêt d'un radar à impulsions synthétiques, la connaissance des qualités et défauts d'un tel outil devenait nécessaire.

Plusieurs configurations ont été testées et définies autour de trois paramètres :

- disposition des antennes dans le capteur ;
- rayonnement des antennes ;
- bande de fréquence utilisée pour synthétiser le pulse.

Une configuration optimale a pu être mise en évidence, ne poussant pas pour autant à négliger toutes les autres.

En effet, les différentes polarisations accessibles grâce à la constitution même du capteur peuvent permettre de caractériser les objets à discriminer. Ici, par exemple, est mis en évidence le très faible pouvoir dépolarisant des tuyaux.

Le rayonnement de l'antenne doit aussi être pris en compte. Le comportement Vivaldi est utile pour détecter efficacement l'emplacement de l'objet tandis que son comportement dipolaire autorise une caractérisation plus complète de l'hyperbole nécessaire pour une discrimination future.

De même pour la bande de fréquence choisie, si celle-ci est basse² il sera alors possible de localiser les objets sur de plus grandes profondeurs mais sans être à même de les dénombrer avec exactitude. Inversement, une fréquence centrale du pulse haute autorisera une résolution plus fine mais une profondeur d'investigation faible.

Il est toutefois possible d'envisager un intervalle réunissant à la fois les deux avantages précédemment cités (haute résolution et profondeur d'investigation importante). Pour cela, l'emploi de la bande de fréquence intermédiaire [150–1000] MHz aboutit à de meilleures détection et discrimination. L'augmentation du nombre de fréquences devrait permettre d'accroître la quantité d'informations. Mais ce résultat se paye en temps de construction plus important du pulse et devient prohibitif pour des applications réelles de chantier.

Chaque comportement rayonnant, bande de fréquence choisie et configuration du capteur présente ses avantages et inconvénients. Pour une détection et une discrimination performantes, il est nécessaire d'adapter tous ces paramètres au site ausculté et aux outils à disposition. Pour la plupart, les configurations adoptées ne peuvent être mises en oeuvre que par l'emploi d'un pulse synthétique faisant autant d'arguments en sa faveur. En revanche

²Générant une fréquence centrale du pulse basse.

un radar impulsionnel est capable de réaliser beaucoup plus d'acquisitions par intervalle de temps permettant une vitesse d'acquisition supérieure.

Un autre résultat important est révélé par ces mesures. En effet, dans de nombreux cas, les meilleures images ont été obtenues en polarisation VV. Certes les énergies mises en jeu sont plus faibles que dans celle dite HH, mais l'information accessible y est plus importante malgré la mesure d'une seule des deux composantes du champ électrique.

Cette disposition des antennes correspond dans le cadre de l'imagerie bidimensionnelle à une configuration de champ électrique baptisée 2D-TE. Or peu d'algorithmes traitant de cette polarisation existent car moins pratiques à développer que ceux en 2D-TM³. Ces mesures prouvent pourtant l'intérêt d'un tel algorithme.

3.3 Conclusion sur les mesures

Ces campagnes de mesures expérimentales ont permis de vérifier l'efficacité de nos antennes dans le domaine de la détection radar pour le génie civil.

Du fait des hautes fréquences pouvant être générées par nos antennes ETSA_A3, la détection et la mesure des couches de roulement minces disposées sur les chaussées devient accessible. Aucune des techniques développées à ce jour n'est capable de fournir des informations continues à la fois sur une longue distance et sur la structure interne des chaussées. L'utilisation de ces antennes constitue donc une alternative séduisante.

Dans le domaine voisin de la détection de canalisations enterrées, les antennes ETSA_A0 ont permis de confirmer l'intérêt d'un système radar à impulsions synthétiques. En effet, afin de détecter et discriminer les objets illuminés, il est souvent intéressant de disposer d'un grand nombre de données sur un maximum de configurations et bandes de fréquence possibles.

D'autre part, ces mêmes mesures donnent une preuve supplémentaire de l'intérêt des études en polarisation 2D-TE dont l'information véhiculée est loin d'être négligeable. Pour ces raisons, l'élaboration du code d'imagerie en polarisation 2D-TE présenté dans les chapitres suivants trouve tout son sens et son intérêt.

³Dénommée ici polarisation HH.

Chapitre 4

Conclusions et Perspectives pour la partie expérimentale



– Florence, la cathédrale –

Les résultats présentés dans cette première partie sont tous tirés de données expérimentales. Ils concernent le développement d'antennes adaptées aux techniques radar et leur apport lors de mesures sur site.

Partant d'un capteur développé précédemment au cours d'un stage de DEA, une famille d'antennes, basée sur celle des ETSA, a été conçue. Celle-ci se décline en trois éléments, chacun étant réalisé pour une application spécifique. Les critères recherchés pour leur élaboration étaient en premier lieu une large bande passante et une pureté de polarisation élevée. Des paramètres comme le gain, la stabilité vis-à-vis des courants de retour et un faible poids se sont ensuite naturellement imposés.

Le capteur servant de référence pour la suite des études a été baptisé ETSA_A4. Il présente une bande passante de $[0,44-11,5]$ GHz et est caractérisé par deux types de rayonnements. Le premier d'entre eux, apparaissant en bas de bande ($[0,44-2]$ GHz), est de type dipôle, c'est-à-dire omnidirectionnel. Au-delà le comportement devient Vivaldi avec la propagation d'une onde progressive le long de l'ouverture rayonnante. Celui-ci se distingue par un gain élevé (>8 dB) et une directivité augmentant avec la fréquence. La polarisation croisée dans l'axe est de -24 dB à 1 GHz et -30 dB à 6 GHz. L'antenne présente un poids et un coût faibles ce qui constitue un argument non négligeable en faveur de sa mise en réseau.

Partant de ce concept un autre élément (ETSA_A3) a été développé. Il présente un rayonnement de type Vivaldi sur toute sa bande passante (de 0,5 GHz à 8,3 GHz). Deux antennes ont été réalisées. Elles sont destinées à des applications de type génie civil comme la détection des couches minces de roulement des chaussées ou à des applications militaires ou humanitaires comme la détection des mines antipersonnel ou antichar.

Le développement du troisième capteur est, quant à lui, issu d'une autre collaboration avec le LCPC. Les deux antennes réalisées sont utilisées pour la détection de tuyaux ou de blocs rocheux de tailles diverses dans le cadre de mesures sur sites urbains (applications géophysiques). Leur bande passante s'étend de 0,117 GHz à 3 GHz.

Ces trois éléments sont tous caractérisés, entre autres, par une bande passante supérieure à une décade, un poids et un coût faibles et une pureté de polarisation élevée.

Dans une deuxième phase, les antennes ETSA_A0 et ETSA_A3 ont été intégrés dans des systèmes radar pour mesures sur site test.

La première campagne de mesures consistait à évaluer l'apport des hautes fréquences sur la détection des minces couches de roulement d'une chaussée. Les mesures ont été comparées à celles réalisées par un radar impulsionnel commercial de la firme GSSI travaillant avec une fréquence centrale deux fois moindre. Il s'est avéré que le système à impulsions synthétiques constitué par les antennes ETSA_A3 mettait plus efficacement en évidence les fines structures constitutives de la chaussée. Ceci nous a permis de conclure sur l'intérêt des mesures en hautes fréquences pour une caractérisation efficace des couches minces et peu profondes des chaussées. De plus, cette étude a souligné l'apport notable du radar dans la détection des structures internes des chaussées à la fois sur une longue distance et sur une profondeur non négligeable.

Dans une deuxième phase, une importante série de mesures a été effectuée avec les antennes ETSA_A0 sur le site test géophysique du LCPC. Celle-ci avait pour double objectif de démontrer les qualités de nos antennes dans le cadre de mesures de type radar mais aussi de confirmer l'intérêt des radars à impulsions synthétiques pour les mesures géophysiques. Plusieurs configurations ont été testées sur deux types d'encaissants représentant un milieu peu puis fortement absorbant. Ces mesures ont eu pour conséquence de mettre en évidence la nécessaire pluralité des bandes de fréquence et des configurations à utiliser. Même si un intervalle optimal a été défini entre 0,15 GHz et 1 GHz, les mesures sur les autres bandes permettraient aussi de détecter les objets et d'apporter leur lot d'information. Cette étude a permis de souligner une des qualités des radars à impulsions synthétiques, à savoir la gestion aisée de la largeur du pulse généré pour les mesures, paramètre inabordable avec les radars impulsionnels. Ainsi avec un tel outil,

il est possible de recueillir un grand nombre de données sur un maximum de configurations et de bandes de fréquence possibles.

Ces campagnes de mesures ont également permis de préciser l'intérêt des mesures polarimétriques. En effet, les mesures ont été réalisées suivant plusieurs configurations, prenant en compte la diversité de polarisation des champs électriques générés. Même si les énergies mises en jeu étaient plus faibles en polarisation VV^1 , les informations obtenues étaient de meilleure qualité dans la plupart des cas étudiés.

Ce type de configuration ne doit pas être négligé. De plus, dans le cadre de mesures de tuyaux sur site inconnu, il sera initialement impossible de connaître la direction de l'axe des tubes. Personne ne sera capable de dire si les mesures se font en polarisation 2D-TM ou 2D-TE. Les études sur les deux polarisations deviennent alors nécessaires.

Ces quelques données constituent autant d'arguments en faveur du développement des recherches expérimentales et numériques sur le cas 2D-TE. La seconde partie de ce mémoire traite notamment de ce problème dans le cadre de la tomographie microonde appliquée à l'auscultation radar et poursuit un travail entamé, en particulier, dans les années 1990 dans le cas 2D-TE (Joachimowicz [1990], Millot [2002], Pichot and Joachimowicz [1990], Zwamborn and van den Berg [1991], Chou and Kiang [1999b]).

Pour déterminer encore plus précisément l'apport de la polarisation 2D-TE dans l'auscultation des sols, de nombreuses campagnes de mesures seront encore nécessaires. Il faudra de plus résoudre les problèmes liés à l'absorption de certains milieux sondés en faisant peut-être appel à d'autres techniques sortant du cadre électromagnétique. La mesure des deux composantes du champ électrique dans cette polarisation pose aussi un problème. L'inclinaison des antennes d'émission et de réception pourrait peut-être y remédier.

De plus, les mesures effectuées au LCPC, se sont révélées longues et fastidieuses, l'intérêt de l'utilisation d'un réseau d'antennes prend alors tout son sens. Un système a d'ailleurs déjà été conçu (Guillanton [2000]). Mais divers problèmes restent à définir, notamment la prise en compte du couplage inter-antenne (Chatelée [2002]) et le comportement du système sur les sites test de mesure.

Une fois ceux-ci résolus, une suite logique du développement serait la constitution d'un réseau bidimensionnel de capteurs capable de prendre en compte la polarisation du champ électrique récupéré. Ceci permettra une reconstruction tridimensionnelle des hétérogénéités plus proche de la réalité.

Une autre possibilité serait de constituer une « banque de données » précise sur différentes configurations de mesures. Les différentes équipes développant des méthodes associées à ce type de problème pourraient ainsi valider leurs propres algorithmes avec des données réelles.

¹Équivalente à la 2D-TE en imagerie bidimensionnelle

Deuxième partie

Partie numérique

Chapitre 5

Problème direct

Sommaire

5.1	Position du Problème	98
5.1.1	Équations de Propagation	100
5.1.2	Fonction de Green	101
5.1.3	Géométrie du problème	102
5.1.4	Représentation intégrale des champs	104
5.2	Méthode des moments	105
5.2.1	Précisions	106
5.2.2	Application aux équations intégrales	107
5.2.3	Choix du maillage	110
5.2.4	Fonctions de base et fonctions de test	111
5.2.5	Domaines des calculs	113
5.3	Calcul des intégrales	117
5.3.1	Cas 2D-TM	118
5.3.2	Cas 2D-TE	122
5.4	Considération de l'anisotropie	124
5.5	Conclusion	125



– Nantes, Le château des Ducs de Bretagne –

Les mesures de la partie I démontrent l'intérêt de la prise en compte du cas 2D-TE lors de la création des images radar. C'est donc pourquoi nous avons étudié un algorithme de diffraction bidimensionnelle prenant en compte la diversité de polarisation.

Les calculs des champs total et diffracté sont basés sur un développement des équations de Maxwell sous forme intégrale dans le domaine fréquentiel. Une méthode des moments est utilisée pour leur résolution. Le choix des fonctions de base et de test constitue un paramètre extrêmement important dans la réussite des simulations, c'est pourquoi une attention particulière leur a été portée.

Une fois la théorie développée, une série de simulations est présentée pour valider l'algorithme. Les cas étudiés doivent permettre de confirmer l'efficacité du code à la fois pour les deux polarisations et pour différentes valeurs de contrastes.

5.1 Position du Problème

Les équations de Maxwell constituent le point de départ de toute analyse des phénomènes électromagnétiques, elles ont été énoncées de façon claire en 1864. Les deux premières, appelées Loi d'induction de Faraday et Loi de Maxwell-Ampère, permettent de relier les champs magnétique et électrique. Elles sont complétées par les Lois de Gauss électrique et Gauss magnétique. Dans le cas des milieux anisotropes et inhomogènes, elles sont représentées sous la forme d'un système d'équations aux dérivées partielles.

On se place dans le cas où le milieu extérieur est sans densités de courants ni de charges magnétiques. De plus, tous les champs et densités de courant ou de charge considérés sont définis comme variant sinusoïdalement dans le temps avec la pulsation $\omega = 2\pi f$ (où f désigne la fréquence) et la dépendance $e^{j\omega t}$. Les équations de Maxwell se formulent alors ainsi :

$$\nabla \wedge \mathbf{E} = -j\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (5.1)$$

$$\nabla \wedge \mathbf{H} = j\omega \overset{\Rightarrow}{\varepsilon}_{\text{ext}} \mathbf{E} + \mathbf{J} \quad (5.2)$$

$$\nabla \cdot (\overset{\Rightarrow}{\varepsilon}_{\text{ext}} \mathbf{E}) = \rho_e \quad (5.3)$$

$$\nabla \cdot (\mu_0\mathbf{H}) = 0 \quad (5.4)$$

où

$$\overset{\Rightarrow}{\varepsilon}_{\text{ext}} = \overset{\Rightarrow}{\varepsilon} + j\frac{\overset{\Rightarrow}{\sigma}}{\omega} \quad (5.5)$$

avec :

\mathbf{E}	champ électrique en V/m
\mathbf{H}	champ magnétique en A/m
\mathbf{J}	densité de courant électrique en A/m ²
ρ_e	densité de charges électriques en Cb/m ³
$\overset{\Rightarrow}{\varepsilon}$	tenseur de permittivité électrique du milieu en F/m
$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m	perméabilité magnétique du vide en H/m
$\overset{\Rightarrow}{\sigma}$	tenseur de conductivité électrique du milieu en S/m

Dans tout ce qui suit, les quatre tenseurs sont du second ordre et dépendent directement de l'espace et de la fréquence. Ils sont représentés par des matrices 3×3 et sont considérés comme diagonaux. Par exemple le tenseur de permittivité électrique s'écrit :

$$\overset{\Rightarrow}{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

À ces quatre égalités, il est nécessaire de rajouter une équation dite de conservation ou de continuité reliant les densités électriques entre elles :

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + j\omega\rho_e = 0 \quad (5.7)$$

De plus, les milieux et objets considérés sont homogènes, dissipatifs mais sans pertes magnétiques. L'équation (5.5) se réécrit donc sous la forme :

$$\vec{\varepsilon} = \varepsilon_0 \left(\varepsilon_r - j \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} \right) \vec{\mathbf{l}}_3 \quad \equiv \quad \varepsilon = \varepsilon_0 \left(\varepsilon_r - j \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} \right) \quad (5.8)$$

avec :

ε_0	$= 8,854.10^{-12}$ F/m	permittivité électrique du vide
ε_r		constante diélectrique relative du milieu ou de l'objet (sans dimension)
σ		conductivité électrique du milieu ou de l'objet, en S/m
$\vec{\mathbf{l}}_3$		tenseur unité de second ordre et de dimensions 3×3 .

5.1.1 Équations de Propagation

Les équations de propagation sont un développement des formulations de Maxwell. Elles permettent de définir le comportement du champ électromagnétique dans tout type de milieu. Le point de départ consiste à considérer une distribution de courants \mathbf{J}^a et de charges ρ_a . Ceux-ci rayonnent, dans un milieu de caractéristiques électromagnétiques $(\varepsilon_{\text{ext}}, \mu_0)$, un champ électromagnétique $(\mathbf{E}^{\text{inc}}, \mathbf{H}^{\text{inc}})$ baptisé *champ appliqué* ou *incident*. En appliquant l'opérateur rotationnel $(\nabla \wedge)$ sur l'égalité (5.1), la formulation des équations de Maxwell aboutit facilement à l'équation de propagation vectorielle du champ électrique :

$$\Delta \mathbf{E}^{\text{inc}} + k_{\text{ext}}^2 \mathbf{E}^{\text{inc}} = \nabla \nabla \cdot \mathbf{E}^{\text{inc}} + j\omega\mu_0 \mathbf{J}^a \quad (5.9)$$

où $k_{\text{ext}}^2 = \omega^2 \varepsilon_{\text{ext}} \mu_0$.

L'équation (5.9) peut être modifiée en associant (5.3) et (5.7) :

$$\Delta \mathbf{E}^{\text{inc}} + k_{\text{ext}}^2 \mathbf{E}^{\text{inc}} = \frac{-1}{j\omega\varepsilon_0} \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \nabla \nabla \cdot \mathbf{J}^a + k_0^2 \mathbf{J}^a \right) \quad (5.10)$$

où $k_0^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$.

Pour la suite des calculs, l'espace de rayonnement est supposé contenir un milieu hétérogène Σ_m dont les caractéristiques diélectriques $\varepsilon_m(\rho)$ varient dans l'espace¹, ainsi :

$$\varepsilon_m(\rho) = \varepsilon_0 \left(\varepsilon_{r,m}(\rho) - j \frac{\sigma_m(\rho)}{\varepsilon_0 \omega} \right)$$

pour reprendre la définition donnée par (5.8) page 100.

Interagissant avec le milieu, le champ électrique en présence va alors créer des courants de polarisation induits électriques \mathbf{J}^p tels que :

¹ $\rho = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, avec x , y et z , désignant les coordonnées de tout point M dans l'espace

$$\mathbf{J}^p = j\omega[\varepsilon_m(\rho) - \varepsilon_{\text{ext}}]\mathbf{E}^{\text{tot}} \quad (5.11)$$

où \mathbf{E}^{tot} est le champ total dans le milieu étudié.

Ces courants vont alors re-rayonner un champ électromagnétique \mathbf{E}^{diff} *diffraqué*, solution de l'équation de propagation (5.10) :

$$\Delta \mathbf{E}^{\text{diff}} + k_{\text{ext}}^2 \mathbf{E}^{\text{diff}} = \frac{-1}{j\omega\varepsilon_0} \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \nabla \nabla \cdot \mathbf{J}^p + k_0^2 \mathbf{J}^p \right) \quad (5.12)$$

En considérant l'intégralité du domaine de rayonnement, un champ total correspondant à la somme des deux champs, incident et diffracté, est créé :

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{E}^{\text{tot}} + k_{\text{ext}}^2 \mathbf{E}^{\text{tot}} = & \frac{-1}{j\omega\varepsilon_0} \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \nabla \nabla \cdot \mathbf{J}^p + k_0^2 \mathbf{J}^p \right) \\ & + \frac{-1}{j\omega\varepsilon_0} \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \nabla \nabla \cdot \mathbf{J}^a + k_0^2 \mathbf{J}^a \right) \end{aligned} \quad (5.13)$$

où

$$\mathbf{E}^{\text{tot}} = \mathbf{E}^{\text{inc}} + \mathbf{E}^{\text{diff}} \quad (5.14)$$

5.1.2 Fonction de Green

Soit $G(r)$ (où $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ dans le cas bidimensionnel), la solution élémentaire de l'équation différentielle :

$$\Delta G(r) + k_{\text{ext}}^2 G(r) = -\delta(r) \quad (5.15)$$

qui satisfait la condition de rayonnement à l'infini de Sommerfeld :

$$\lim_{r \rightarrow +\infty} \sqrt{r} \left(\frac{\partial G(r)}{\partial r} - jk_{\text{ext}} G(r) \right) = 0 \quad (5.16)$$

où $\delta(r)$ est la distribution de Dirac, l'équation (5.15) se résout par exemple dans le cas bidimensionnel par l'emploi de la transformée de Fourier spatiale de $G(r)$ suivant x définie par :

$$\tilde{G}(\nu, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x, y) e^{-2\pi j\nu x} dx \quad (5.17)$$

Partant de (5.15), on démontre qu'une solution particulière de (5.13) (Pichot [1986]) peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{\text{tot}} = & \frac{1}{j\omega\varepsilon_0} \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \nabla \nabla \cdot (G * \mathbf{J}^p) + k_0^2 (G * \mathbf{J}^p) \right) \\ & + \frac{1}{j\omega\varepsilon_0} \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \nabla \nabla \cdot (G * \mathbf{J}^a) + k_0^2 (G * \mathbf{J}^a) \right) \end{aligned} \quad (5.18)$$

avec $g * f$ produit de convolution entre g et f tel que :

$$(g * f)(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t-x)g(x) dx \quad (5.19)$$

Ainsi \mathbf{E}^{inc} et \mathbf{E}^{diff} s'identifient à :

$$\boxed{\mathbf{E}^{\text{inc}} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left[\frac{\epsilon_0}{\epsilon_{\text{ext}}} \nabla \nabla \cdot (G * \mathbf{J}^a) + k_0^2 (G * \mathbf{J}^a) \right]} \quad (5.20)$$

$$\boxed{\mathbf{E}^{\text{diff}} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left[\frac{\epsilon_0}{\epsilon_{\text{ext}}} \nabla \nabla \cdot (G * \mathbf{J}^p) + k_0^2 (G * \mathbf{J}^p) \right]} \quad (5.21)$$

Un nouveau terme est introduit, baptisé contraste diélectrique, il est défini par :

$$\boxed{\chi(\rho) = \frac{\epsilon_m(\rho) - \epsilon_{\text{ext}}}{\epsilon_0} = \epsilon_{r,m}(\rho) - j \frac{\sigma_m(\rho)}{\epsilon_0 \omega} - \left(\epsilon_{r,\text{ext}} - j \frac{\sigma_{\text{ext}}}{\epsilon_0 \omega} \right)} \quad (5.22)$$

La formulation du champ électrique présentée sous la forme d'un produit de convolution, et fonction uniquement des champs électriques, est obtenue grâce à (5.11).

$$\mathbf{E}^{\text{tot}} = \mathbf{E}^{\text{inc}} + \left\{ \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{\text{ext}}} \nabla \nabla \cdot \left[G * (\chi(\rho) \mathbf{E}^{\text{tot}}) \right] + k_0^2 \left[G * (\chi(\rho) \mathbf{E}^{\text{tot}}) \right] \right\} \quad (5.23)$$

Par la suite, l'égalité (5.23) est écrite sous une forme plus condensée :

$$\boxed{\mathbf{E}^{\text{tot}} = \mathbf{E}^{\text{inc}} + \left[k_0^2 + \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{\text{ext}}} \nabla \nabla \cdot \right] \left[G * (\chi(\rho) \mathbf{E}^{\text{tot}}) \right]} \quad (5.24)$$

5.1.3 Géométrie du problème

L'étude se restreint aux interactions onde/matière appliquées au cas d'objets plongés dans un milieu homogène défini par une permittivité diélectrique relative $\epsilon_{r,\text{ext}}$ et une conductivité σ_{ext} . Les objets considérés sont des cylindres de hauteur infinie, de section arbitraire et de caractéristiques électromagnétiques relatives $\epsilon_{r,m}$ et σ_m . La géométrie du problème est bidimensionnelle et le plan d'étude sera perpendiculaire à la génératrice du cylindre². Cette hypothèse suggère donc que tous les champs électriques et magnétiques sont invariants suivant l'axe du cylindre (z dans le cas présent).

²Dans la pratique, un problème pourra être considéré comme bidimensionnel si toutes les propriétés du milieu et des objets sont constantes suivant e_z sur quelques longueurs d'onde.

Dans ces conditions, et en prenant le plan (xOy) appelé par la suite Σ , comme plan d'étude, on peut isoler deux types de polarisations distinctes. La première, constituée d'un champ électrique perpendiculaire au plan d'étude est appelée polarisation Transverse Magnétique ou polarisation TM, la seconde, pour laquelle il est parallèle, est baptisée Transverse Electrique ou TE (figure 5.1).

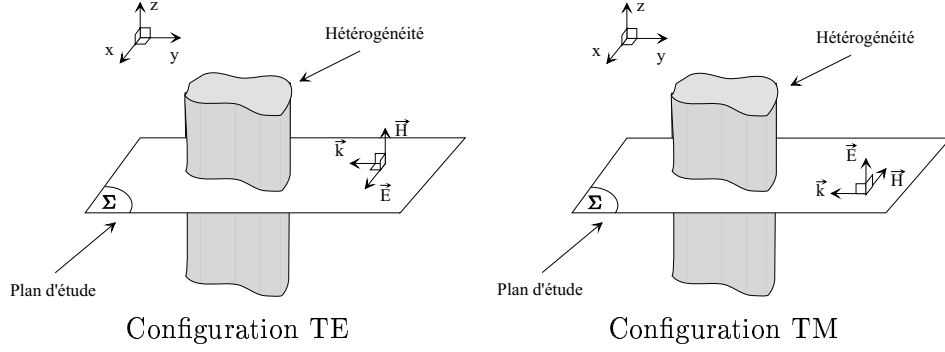


FIG. 5.1: Deux configurations d'étude possibles

Remarque 2 Ces deux cas étant indépendants, ils forment une base complète. Ainsi tout cas de polarisation quelconque sera une combinaison linéaire des deux cas fondamentaux TE et TM.

En polarisation TM, le vecteur champ électrique \mathbf{E}_{TM} n'a donc qu'une seule composante non nulle alors qu'en TE, \mathbf{E}_{TE} en a deux :

$$\mathbf{E}_{\text{TM}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E_z(x, y) \end{pmatrix} \quad \mathbf{E}_{\text{TE}} = \begin{pmatrix} E_x(x, y) \\ E_y(x, y) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.25)$$

La représentation des vecteurs pour chaque polarisation met en évidence leur différence majeure pour le calcul du champ diffracté et total. Premièrement, il est nécessaire de prendre en compte l'orientation du champ électrique incident en fonction de la polarisation mais aussi le résultat du calcul $\nabla \nabla \cdot [G * (\chi(\rho) \mathbf{E}^{\text{tot}})]$. Ainsi en polarisation TM (ou 2D-TM) il sera nul mais pas en polarisation TE (ou 2D-TE). Pour chacune des deux polarisations, il en résulte donc une formulation différente de l'équation de propagation :

$$\boxed{\mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{tot}} = \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{inc}} + k_0^2 [G * (\chi(\rho) \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{tot}})]} \quad (5.26)$$

avec

$$\boxed{\mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{diff}} = k_0^2 [G * (\chi(\rho) \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{tot}})]} \quad (5.27)$$

et

$$\boxed{\mathbf{E}_{\text{TE}}^{\text{tot}} = \mathbf{E}_{\text{TE}}^{\text{inc}} + \left[k_0^2 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \nabla \nabla \cdot \right] \left[G * (\chi(\rho) \mathbf{E}_{\text{TE}}^{\text{tot}}) \right]} \quad (5.28)$$

avec

$$\boxed{\mathbf{E}_{\text{TE}}^{\text{diff}} = \left[k_0^2 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \nabla \nabla \cdot \right] \left[G * (\chi(\rho) \mathbf{E}_{\text{TE}}^{\text{tot}}) \right]} \quad (5.29)$$

L'étape suivante du calcul consiste à développer les différents produits de convolution en présence.

5.1.4 Représentation intégrale des champs

Afin d'aboutir à une représentation intégrale-différentielle des équations (5.26) et (5.28), il est nécessaire de s'intéresser aux différentes composantes non nulles du champ électrique et de développer les produits de convolution en présence. Le domaine d'intégration des produits de convolution est constitué du plan d'étude Σ . Une écriture un peu plus développée des équations est alors obtenue sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{tot}}(x, y) = & \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{inc}}(x, y) \\ & + k_0^2 \iint_{\Sigma} \chi(x', y') \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{tot}}(x', y') G(x-x', y-y') \, dx' dy' \end{aligned} \quad (5.30)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{TE}}^{\text{tot}}(x, y) = & \mathbf{E}_{\text{TE}}^{\text{inc}}(x, y) \\ & + \left(k_0^2 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \nabla \nabla \cdot \right) \iint_{\Sigma} \chi(x', y') \mathbf{E}_{\text{TE}}^{\text{tot}}(x', y') G(x-x', y-y') \, dx' dy' \end{aligned} \quad (5.31)$$

Le développement de l'opérateur $\nabla \nabla \cdot$ dans le repère orthonormé fixé aboutit à :

$$\nabla \nabla \cdot A = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial z} \\ \frac{\partial^2 A_x}{\partial y \partial x} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y \partial z} \\ \frac{\partial^2 A_x}{\partial z \partial x} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z \partial y} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} \end{pmatrix} \quad (5.32)$$

Cet opérateur est ensuite appliqué à l'équation (5.31) pour obtenir le système d'équations (5.33), (5.34) et (5.35) :

$$E_{z,\mathbf{TM}}^{\text{inc}}(x, y) = E_{z,\mathbf{TM}}^{\text{tot}}(x, y) - k_0^2 \iint_{\Sigma} \chi(x', y') E_{z,\mathbf{TM}}^{\text{tot}}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' \quad (5.33)$$

$$E_{x,\mathbf{TE}}^{\text{inc}}(x, y) = E_{x,\mathbf{TE}}^{\text{tot}}(x, y) - \left(k_0^2 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \iint_{\Sigma} \chi(x', y') E_{x,\mathbf{TE}}^{\text{tot}}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \iint_{\Sigma} \chi(x', y') E_{y,\mathbf{TE}}^{\text{tot}}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' \quad (5.34)$$

$$E_{y,\mathbf{TE}}^{\text{inc}}(x, y) = E_{y,\mathbf{TE}}^{\text{tot}}(x, y) - \left(k_0^2 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \iint_{\Sigma} \chi(x', y') E_{y,\mathbf{TE}}^{\text{tot}}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \iint_{\Sigma} \chi(x', y') E_{x,\mathbf{TE}}^{\text{tot}}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' \quad (5.35)$$

Ces trois égalités ((5.33), (5.34) et (5.35)) sont les équations de base pour l'application de la méthode des moments. Elles permettent une représentation intégrale des champs électriques et ce quelque soit la forme du domaine d'investigation ou de la section du cylindre étudié. Peu de problèmes sont résolubles analytiquement (Miller [1988]), c'est pourquoi il était indispensable de développer les équations de Maxwell sous cette forme pour une résolution numérique par la méthode des moments généralisés (Harrington [1968]). Le but de cette méthode est de ramener les équations intégrales à un système d'équations linéaires dont les inconnues sont les coefficients du développement du champ électrique sur une base convenable de fonctions.

5.2 Méthode des moments

On considère dans ce qui suit des fonctions de \mathbf{R}^2 dans \mathbf{C} formant un espace de Hilbert \mathbf{H} muni du produit scalaire :

$$\forall f_1, f_2 \in \langle f_1, f_2 \rangle = \int_{\mathbf{R}^2} f_1(\rho) f_2^*(\rho) dM \quad (5.36)$$

Soit L un opérateur linéaire (intégral pour notre cas) entre les espaces \mathbf{E} et \mathbf{F} et soit l'équation :

$$Le(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r}) \quad (5.37)$$

où $f(\mathbf{r}) \in \mathbf{F}$ est une fonction connue et $e(\mathbf{r}) \in \mathbf{E}$ une fonction inconnue. La fonction $e(\mathbf{r})$ est remplacée par sa projection sur N fonctions de base $b_n(\mathbf{r})$ appartenant à l'ensemble \mathbf{E} (sous-espace \mathbf{E}_N)

$$e(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^N e_n b_n(\mathbf{r}) \quad (5.38)$$

où les e_n sont les coefficients inconnus à déterminer.

Le résidu ou erreur de discrétisation est défini par :

$$res_N(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^N e_n L b_n(\mathbf{r}) - f(\mathbf{r}) \quad (5.39)$$

Le produit scalaire avec M fonctions test $t_m(\mathbf{r})$ appartenant à l'ensemble \mathbf{F} conduit au système linéaire d'ordre fini, donné par :

$$\langle res_N(\mathbf{r}), t_m(\mathbf{r}) \rangle = 0 \text{ pour } m = 1..M \quad (5.40)$$

Pour $M = N$, on retrouve un système carré que l'on peut résoudre par des méthodes classiques (Gauss, Gauss-Seidel, etc...). Dans les autres cas, on utilisera une méthode des moindres carrés où l'on cherchera à minimiser la quantité :

$$\sum_{m=1}^M \langle res_N(\mathbf{r}), t_m(\mathbf{r}) \rangle \quad (5.41)$$

Enfin, il faut souligner que la performance de la méthode des moments est conditionnée par le choix des fonctions de base, de test et du type de maillage sélectionné.

5.2.1 Précisions

Il est intéressant de relever les similitudes et les différences entre l'équation (5.33) et les équations (5.34) et (5.35).

La première remarque tient sur l'orientation des vecteurs entre les deux polarisations. Ceci induit une seule équation pour le cas 2D-TM et deux pour le cas 2D-TE.

Ensuite, il est utile de remarquer qu'un même terme apparaît sur chacune d'elles :

$$E_{\alpha}^{\text{inc}}(x, y) = E_{\alpha}^{\text{tot}}(x, y) - k_0^2 \iint_{\Sigma} \chi(x', y') E_{\alpha}^{\text{tot}}(x', y') G(x - x', y - y') dx' dy'$$

où $\alpha \in [(z, \text{TM}); (x, \text{TE}); (y, \text{TE})]$

La seule différence fondamentale tient dans l'expression mettant en jeu l'opérateur $(\nabla\nabla\cdot)$ qui n'existe pas dans l'équation du champ électrique pour le cas 2D-TM. L'étude de l'équation (5.34) (ou (5.35)) nous permet donc, moyennant la suppression des termes générés par l'opérateur $(\nabla\nabla\cdot)$, de retrouver la formulation intégrale du champ électrique en polarisation 2D-TM.

C'est pourquoi les développements de (5.33) ne seront plus présentés car aisément identifiables à partir de ceux de (5.34) (ou (5.35)). De plus les indices **TM** et **TE** disparaîtront de ces mêmes équations pour mettre en valeur leur caractère généraliste.

5.2.2 Application aux équations intégrales

On peut maintenant appliquer la méthode des moments à (5.34) et (5.35).

Le champ électrique est développé suivant un système de fonctions nommées fonctions de base et notées $\psi_{base,i}(x,y)$ définies sur un domaine S_{ψ_i} . Cette formulation marque notamment une des différences fondamentales avec la méthode de Zwamborn (Zwamborn [1991]) où les fonctions de base sont appliquées à la fois sur le champ électrique mais aussi sur le potentiel vecteur.

$$E_{\alpha}^{\text{tot}}(x,y) = \sum_{i=1}^N e_{\theta,i}^{\text{tot}} \psi_{base,i}(x,y) \quad (5.42)$$

$$\text{où } \theta = \begin{cases} z & \text{dans le cas 2D-TM} \\ x \text{ ou } y & \text{dans le cas 2D-TE} \end{cases}$$

On fait de même pour $\chi(x,y)$ sur une base de fonctions $\delta_l(x,y)$, où $\delta_l(x,y)$ est défini par :

$$\delta_l(x,y) = \begin{cases} 1 & \text{si } (x,y) = (x_l, y_l) \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (5.43)$$

Cette base de fonctions permet d'aboutir à (5.44) :

$$\chi(x,y) = \sum_{l=1}^N \chi_l \delta_l(x,y) \quad (5.44)$$

Cette notation présente, entre autres, l'avantage d'introduire la matrice contraste χ sous la forme :

$$\chi = \begin{pmatrix} \chi_1 & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \chi_N \end{pmatrix} \quad (5.45)$$

En remarquant que

$$\delta_l(x', y') \psi_{base,i}(x', y') = \begin{cases} 0 & \text{si } l \neq i \\ \psi_{base,i}(x, y) & \text{si } l = i \end{cases}$$

les équations se simplifient en

$$\begin{aligned} E_x^{\text{inc}}(x, y) = & \sum_{i=1}^N e_{x,i}^{\text{tot}} \psi_{base,i}(x, y) \\ & - \left(k_0^2 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \sum_{i=1}^N e_{x,i}^{\text{tot}} \chi_i \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{base,i}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' \\ & - \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \right) \sum_{i=1}^N e_{y,i}^{\text{tot}} \chi_i \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{base,i}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' \end{aligned} \quad (5.46)$$

$$\begin{aligned} E_y^{\text{inc}}(x, y) = & \sum_{i=1}^N e_{y,i}^{\text{tot}} \psi_{base,i}(x, y) \\ & - \left(k_0^2 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \sum_{i=1}^N e_{y,i}^{\text{tot}} \chi_i \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{base,i}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' \\ & - \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \right) \sum_{i=1}^N e_{x,i}^{\text{tot}} \chi_i \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{base,i}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' \end{aligned} \quad (5.47)$$

La dernière étape du processus d'application de la méthode des moments consiste à établir le système linéaire à résoudre. Pour cela, chaque terme des égalités est intégré avec les fonctions de test. Celles-ci sont notées $\theta_{test,j}(x, y)$ et sont définies sur un domaine S_{θ_j} . Ainsi, après réarrangement des différents opérateurs de dérivée et développement, (5.46) et (5.47) peuvent être reformulées comme suit :

$$\begin{aligned} \iint_{S_{\theta_j}} E_x^{\text{inc}}(x, y) \theta_{test,j}(x, y) dx dy = & \\ & \sum_{i=1}^N e_{x,i}^{\text{tot}} \iint_{S_{\theta_j}} \psi_{base,i}(x, y) \theta_{test,j}(x, y) dx dy \end{aligned} \quad (5.48)$$

$$\begin{aligned}
 & -k_0^2 \sum_{i=1}^N e_{x,i}^{\text{tot}} \chi_i \iint_{S_{\theta_j}} \theta_{test,j}(x, y) \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{base,i}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' dx dy \\
 & -\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \sum_{i=1}^N e_{x,i}^{\text{tot}} \chi_i \iint_{S_{\theta_j}} \theta_{test,j}(x, y) \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{base,i}(x', y') \frac{\partial^2}{\partial x^2} G(x-x', y-y') dx' dy' dx dy \\
 & -\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \sum_{i=1}^N e_{y,i}^{\text{tot}} \chi_i \iint_{S_{\theta_j}} \theta_{test,j}(x, y) \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{base,i}(x', y') \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} G(x-x', y-y') dx' dy' dx dy \\
 \\
 & \iint_{S_{\theta_j}} E_y^{\text{inc}}(x, y) \theta_{test,j}(x, y) dx dy = \tag{5.49} \\
 & \sum_{i=1}^N e_{y,i}^{\text{tot}} \iint_{S_{\theta_j}} \psi_{base,i}(x, y) \theta_{test,j}(x, y) dx dy \\
 & -k_0^2 \sum_{i=1}^N e_{y,i}^{\text{tot}} \chi_i \iint_{S_{\theta_j}} \theta_{test,j}(x, y) \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{base,i}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' dx dy \\
 & -\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \sum_{i=1}^N e_{y,i}^{\text{tot}} \chi_i \iint_{S_{\theta_j}} \theta_{test,j}(x, y) \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{base,i}(x', y') \frac{\partial^2}{\partial y^2} G(x-x', y-y') dx' dy' dx dy \\
 & -\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \sum_{i=1}^N e_{x,i}^{\text{tot}} \chi_i \iint_{S_{\theta_j}} \theta_{test,j}(x, y) \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{base,i}(x', y') \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} G(x-x', y-y') dx' dy' dx dy
 \end{aligned}$$

Quelques précisions doivent être apportées sur les équations (5.48) et (5.49) :

- Tout d’abord, pour retrouver l’équation correspondant à la polarisation 2D-TM, il suffit de considérer uniquement les trois premières lignes de (5.48) et d’appliquer le champ incident convenable.
- Les inconnues sont les $e_{x,i}^{\text{tot}}$ et les $e_{y,i}^{\text{tot}}$, le système linéaire à résoudre va donc être créé autour de ces variables.
- Les données électromagnétiques du problème sont caractérisées par les χ_i (contraste diélectrique) et par le champ incident \mathbf{E}^{inc} .
- La donnée k_0^2 a été fixé auparavant et vaut $k_0^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$.
- Enfin, le calcul de la fonction de Green (Dourthe [1997]) est effectué sous forme de transformée de Fourier. Cette formulation permet, jusqu’à une certaine limite, le calcul analytique des intégrales.

La poursuite du développement passe donc obligatoirement par le calcul des termes :

$$G(x-x', y-y') \quad \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} G(x-x', y-y')$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} G(x-x', y-y') \quad \frac{\partial^2}{\partial y^2} G(x-x', y-y')$$

et ensuite par celui des cinq intégrales :

$$\begin{aligned} \mathcal{G}_{i,j}^0 &= \iint_{S_{\theta_j}} \psi_{base,i}(x, y) \theta_{test,j}(x, y) dx dy \\ \mathcal{G}_{i,j}^1 &= \iint_{S_{\theta_j}} \theta_{test,j}(x, y) \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{base,i}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' dx dy \\ \mathcal{G}_{i,j}^2 &= \iint_{S_{\theta_j}} \theta_{test,j}(x, y) \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{base,i}(x', y') \frac{\partial^2}{\partial x^2} G(x-x', y-y') dx' dy' dx dy \\ \mathcal{G}_{i,j}^3 &= \iint_{S_{\theta_j}} \theta_{test,j}(x, y) \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{base,i}(x', y') \frac{\partial^2}{\partial y^2} G(x-x', y-y') dx' dy' dx dy \\ \mathcal{G}_{i,j}^4 &= \iint_{S_{\theta_j}} \theta_{test,j}(x, y) \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{base,i}(x', y') \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} G(x-x', y-y') dx' dy' dx dy \end{aligned}$$

Il peut être intéressant, pour alléger certains calculs, d'utiliser une notation matricielle, ainsi les termes $\mathcal{G}_{i,j}^0$ à $\mathcal{G}_{i,j}^4$ peuvent être rangés suivant les valeurs de i et j dans cinq matrices qui sont définies sous la forme :

$$\mathbf{G}_{\text{int}}^l = \begin{pmatrix} \mathcal{G}_{1,1}^l & \cdots & \mathcal{G}_{N,1}^l \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathcal{G}_{1,N}^l & \cdots & \mathcal{G}_{N,N}^l \end{pmatrix} \quad \text{avec } l = 0, \dots, 4. \quad (5.50)$$

Pour pouvoir expliciter analytiquement ces cinq intégrales, il est à présent nécessaire de définir le type de maillage utilisé ainsi que les fonctions de base et de test choisies.

5.2.3 Choix du maillage

Le type de maillage utilisé devra répondre à plusieurs critères

- réduction des inconnues ;
- facilité d'implémentation des calculs dans l'écriture du code ;
- rapidité des calculs ;
- précision de la description de l'objet.

Il existe de nombreuses catégories de maillage pour optimiser la description d'un objet. Malheureusement, nombre d'entre elles nécessitent de lourds calculs pour leur mise en œuvre.

Par exemple, pour une description efficace du contour des objets, on peut adopter un maillage triangulaire. En contrepartie, les domaines d'intégration étant des triangles, la gestion des mailles et des calculs associés risque d'être complexe.

Afin de faciliter le développement de la méthode, notre choix s'est orienté vers une description des objets par des mailles carrées. Leur inconvénient majeur réside dans le fait que pour décrire précisément des hétérogénéités, il faut un grand nombre de mailles (Hagmann et al. [1977]) d'où un grand nombre d'inconnues, mais le calcul des intégrales $\mathcal{G}_{i,j}^0$ à $\mathcal{G}_{i,j}^4$ est nettement plus aisé à effectuer avec un tel maillage.

Ainsi, le domaine d'étude de dimensions L_x et L_y , sera maillé en N_x et N_y cellules suivant, respectivement, l'axe des abscisses et l'axe des ordonnées (figure 5.2). Le maillage créera alors $N_x \times N_y$ cellules et $N_c = (N_x + 1) \times (N_y + 1)$ coins.

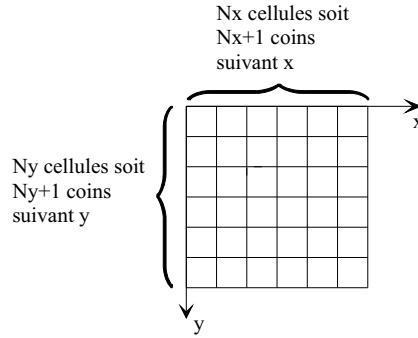


FIG. 5.2: Définition du maillage

Chaque cellule étant carrée, les dimensions de ses côtés seront équivalentes à :

$$\Delta = \Delta_x = \Delta_y = \frac{L_x}{N_x} = \frac{L_y}{N_y}$$

Par la suite, toutes les variables utilisées caractérisant les dimensions du domaine d'étude seront des multiples entiers ou demi-entiers des paramètres Δ_x et Δ_y .

5.2.4 Fonctions de base et fonctions de test

Souhaitant conserver une facilité d'implémentation des calculs, le choix des fonctions de base et de test s'est porté sur une méthode dite Point-Segment car étant une des plus simples à mettre en œuvre. Pour cela, la distribution de Dirac ($\delta(x)$) et la fonction Porte ($\Pi(x)$) sont adoptées respectivement comme fonction de test et de base. Cette combinaison, bien que parfaitement adaptée dans le cas 2D-TM, ne l'est pas pour le cas 2D-TE.

En effet, dans ce dernier cas, apparaissent dans les équations intégrales (5.48) et (5.49), des dérivées du second ordre pour le calcul des produits de convolution. Sachant que «*Pour dériver un produit de convolution, il suffit de dériver un des facteurs* » (Roddiier [1971]), il est alors nécessaire de choisir un doublet de fonctions dont la combinaison soit assez « souple » pour supporter l'application possible des dérivées.

Le fait que l'opérateur dérivée commute dans le produit de convolution implique qu'il peut être appliqué sur les fonctions de base, de test ou sur la fonction de Green, en partie ou en totalité (Peterson et al. [1998]). Pour éviter la création d'une matrice mal-conditionnée, il est donc primordial de choisir des couples de fonctions au moins deux fois différentiables. Une distribution de Dirac devra donc être associée à une fonction spline d'ordre au moins deux, une fonction de type porte, quant à elle, sera au minimum combinée avec une fonction de type toit³. Tout autre combinaison respectant ce critère pourra alors être utilisée.

L'explication peut aussi être perçue d'un point de vue électromagnétique par la relation $\nabla \cdot E = 0$. La dérivée du couple (dirac δ , porte Π) génère alors des densités de courant infinies aux interfaces des cellules du maillage. Pour s'en affranchir, l'utilisation de fonctions plus lisses⁴ et étalées sur plusieurs cellules devient nécessaire.

Partant de ce constat, les couples de fonctions classiques (Point-Point, Point-Segment, etc...) ne peuvent convenir, et c'est d'ailleurs pourquoi ils génèrent de piètres résultats sur de forts contrastes. Il a donc fallu se tourner vers des fonctions plus complexes. Ce problème a d'ailleurs fait l'objet de nombreuses études dans les années 1990-2000 (Joachimowicz and Pichot [1990], Zwamborn and van den Berg [1991], Lambert [1997], Peterson et al. [1998], etc.).

Ces considérations engendrent évidemment des calculs plus lourds et donc un accroissement du temps de calcul. La question de la nécessité d'un tel code peut donc être posée sachant que le cas 2D-TM produit de très bons résultats. Mais le passage des algorithmes bidimensionnels au cas tridimensionnel passe par ce type de développement. De plus, les mesures présentées dans la première partie de ce mémoire ou dans d'autres études (Milot [2002]) démontrent le gain d'information généré par la considération de cette polarisation.

Suite à ce raisonnement, un couple de fonctions toit (*rooftop*) et porte a été choisi respectivement comme fonctions de base et de test. Ainsi la fonction de base nommée $\Lambda(t)$ est définie comme suit :

³cas particulier de fonction affine

⁴dans « fonctions lisses » il faudra entendre « fonctions en toit (de type affine) ou spline (polynômes) ».

$$\Lambda_i(t) = \begin{cases} \frac{t - t_i + \Delta t}{\Delta t} & \text{si } t \in [t_i - \Delta t; t_i] \\ 1 & \text{si } t = t_i \\ \frac{-t + t_i + \Delta t}{\Delta t} & \text{si } t \in [t_i; t_i + \Delta t] \end{cases} \quad (5.51)$$

Quant à la fonction test, désignée par $\Pi(t)$, elle est caractérisée par :

$$\Pi_j(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } t \in \left[t_j - \frac{\Delta t}{2}; t_j + \frac{\Delta t}{2} \right] \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (5.52)$$

Le couple de fonctions sélectionné répond pleinement au critère fixé quant à sa dérivabilité et les domaines d'intégration générés.

Étant dans le cas bidimensionnel, la fonction de base du système sera donc le produit de deux $\Lambda(t)$, ce qui donnera :

$$\Lambda(x, y) = \Lambda(x)\Lambda(y)$$

Il en est de même pour la fonction test du système qui s'écrira :

$$\Pi(x, y) = \Pi(x)\Pi(y)$$

5.2.5 Domaines des calculs

L'utilisation d'un maillage carré produit un domaine d'intégration des fonctions de base étalé sur un carré de deux cellules de côté (figure 5.3 page 115). D'autre part, leur maximum se situe au centre du domaine d'intégration .

Remarque 3 Les inconnues $e_{x,i}^{tot}$ et $e_{y,i}^{tot}$ sont les coefficients du développement du champ électrique sur la base des $\Lambda_i(x, y)$. Elles correspondent à la valeur du champ électrique au centre du domaine d'intégration des fonctions de base, c'est-à-dire aux coins de chaque cellule du maillage.

Pour la suite des calculs, la formulation de la fonction de base se devait d'être la plus simple et générale possible, afin d'éviter un alourdissement des calculs.

Pour cela, chaque $\Lambda_i(x, y)$ est scindée en quatre parties baptisées « fonctions de base partielles $\Lambda_i^\alpha(x_e, y_e)$ ».

Le domaine de définition des fonctions de base partielles n'est étalé que sur une seule cellule. Il est délimité par $[x_{e0}; x_{e1}]$ (avec $x_{e1} = x_{e0} + \Delta_x$) pour

les abscisses et par $[y_{e0}; y_{e1}]$ (avec $y_{e1} = y_{e0} + \Delta_y$) pour les ordonnées. Enfin la fonction de base partielle est écrite pour la cellule considérée comme suit :

$$\Lambda_i^\alpha(x_e, y_e) = \frac{(x_a - x_e)(y_a - y_e)}{(x_a - x_b)(y_a - y_b)} \quad (5.53)$$

Où $\alpha = 0, \dots, 3$, représente la numérotation définie sur la figure 5.4.

De plus, la fonction $\Lambda_i^\alpha(x, y)$ est caractérisée par les variables x_a, x_b, y_a et y_b qui la définissent ainsi :

$$\Lambda_i^\alpha(x_e, y_e) = \begin{cases} 1 & \text{si } (x_e, y_e) = (x_b, y_b) \\ 0 & \text{si } \begin{cases} x_e = x_a \\ \text{ou} \\ y_e = y_a \end{cases} \end{cases} \quad (5.54)$$

Les coordonnées (x_b, y_b) représentent en fait le coin i dans le repère choisi. Une représentation de la fonction $\Lambda_i^0(x_e, y_e)$ est donnée sur la figure 5.5.

Les valeurs prises par x_a, x_b, y_a et y_b sont indiquées dans le tableau 5.1.

Étant initialement définie sur un carré de quatre cellules d'aires, la fonction $\Lambda_i(x_e, y_e)$ est donc constituée de la somme des quatre fonctions $\Lambda_i^\alpha(x_e, y_e)$ avec $\alpha = 0, \dots, 3$.

De part le choix des fonctions de base, la position des fonctions de test suivra la même idée puisque celles-ci seront centrées sur chaque coin de cellule et étalées sur un carré d'une cellule d'aire (figure 5.6 page 116).

Le domaine d'existence, et par conséquent d'intégration, des fonctions test sera donc compris par définition dans les intervalles $[x_{t0}; x_{t1}]$ (avec $x_{t1} = x_{t0} + \Delta_x$) pour les abscisses et par $[y_{t0}; y_{t1}]$ (avec $y_{t1} = y_{t0} + \Delta_y$) pour les ordonnées.

Le domaine de calcul étant maillée en N_x et N_y cellules respectivement suivant l'axe des abscisses et l'axe des ordonnées, il en résulte un maillage en $N_x \times N_y$ cellules. De plus, les fonctions de base sont centrées sur les coins des cellules, cela induit alors un nombre d'inconnues N égal à $N_c = (N_x + 1) \times (N_y + 1)$ termes. Enfin dans le cas 2D-TE, il est nécessaire de considérer les deux composantes du champ électrique pour chaque coin de cellule, il y aura alors $2 \times N_c$ inconnues.

Remarque 4 *Le nombre d'inconnues suivant la polarisation va varier de N_c valeurs pour le cas 2D-TM à $2 \times N_c$ valeurs pour le cas 2D-TE.*

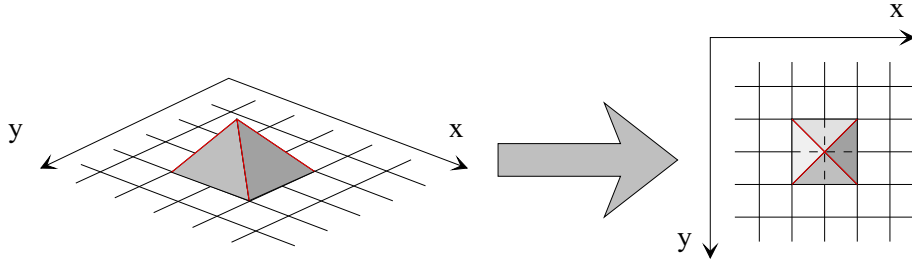


FIG. 5.3: Domaine d'existence des fonctions de base $\Lambda_i(x, y)$

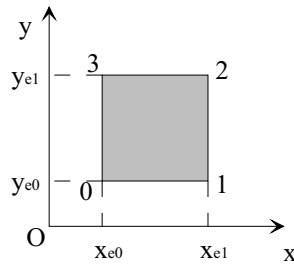


FIG. 5.4: Numérotation des coins d'une cellule

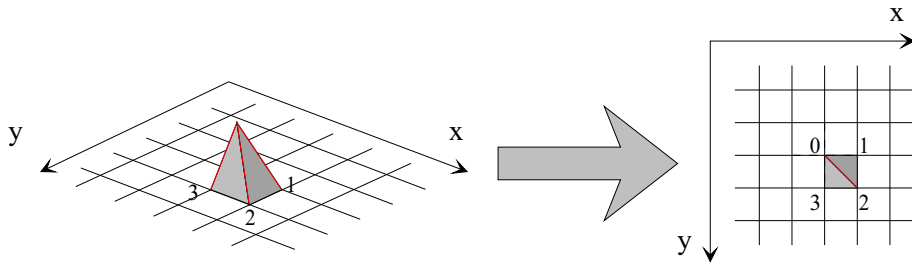
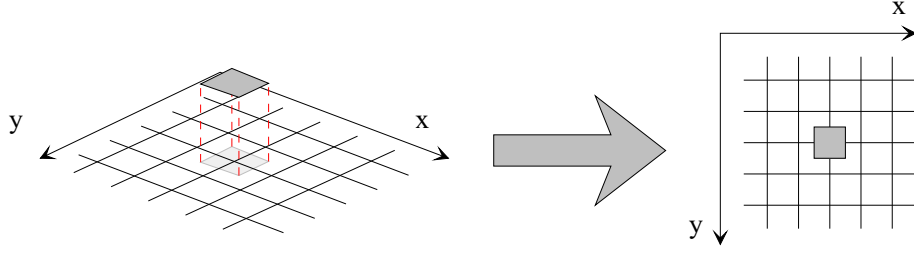


FIG. 5.5: Domaine d'existence de la fonction de base $\Lambda_i^0(x, y)$

α	x_a	x_b	y_a	y_b
0	x_{e1}	x_{e0}	y_{e1}	y_{e0}
1	x_{e0}	x_{e1}	y_{e1}	y_{e0}
2	x_{e0}	x_{e1}	y_{e0}	y_{e1}
3	x_{e1}	x_{e0}	y_{e0}	y_{e1}

TAB. 5.1: Valeurs prises par les paramètres x_a , x_b , y_a et y_b en fonction de x_e , y_e et α

FIG. 5.6: Domaine d'existence des fonctions test $\Pi_j(x, y)$

Connaissant dorénavant les fonctions de test utilisées, le terme de gauche des équations (5.48) et (5.49)⁵ peut être simplifié ainsi :

$$\iint_{S_{\theta_j}} E_x^{\text{inc}}(x_t, y_t) \theta_{\text{test},j}(x_t, y_t) dx_t dy_t = \iint_{S_{\theta_j}} E_x^{\text{inc}}(x_t, y_t) dx_t dy_t$$

Après factorisation des inconnues $e_{x,i}^{\text{tot}}$ et $e_{y,i}^{\text{tot}}$, le système se résume alors à :

$$\begin{aligned} \iint_{S_{\theta_j}} E_x^{\text{inc}}(x_t, y_t) dx_t dy_t &= \sum_{i=1}^N e_{x,i}^{\text{tot}} \left\{ \mathcal{G}_{i,j}^0 - k_0^2 \chi_i \mathcal{G}_{i,j}^1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \chi_i \mathcal{G}_{i,j}^2 \right\} \\ &\quad - \sum_{i=1}^N e_{y,i}^{\text{tot}} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \chi_i \mathcal{G}_{i,j}^4 \end{aligned} \quad (5.55)$$

$$\begin{aligned} \iint_{S_{\theta_j}} E_y^{\text{inc}}(x_t, y_t) dx_t dy_t &= \sum_{i=1}^N e_{y,i}^{\text{tot}} \left\{ \mathcal{G}_{i,j}^0 - k_0^2 \chi_i \mathcal{G}_{i,j}^1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \chi_i \mathcal{G}_{i,j}^2 \right\} \\ &\quad - \sum_{i=1}^N e_{x,i}^{\text{tot}} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \chi_i \mathcal{G}_{i,j}^4 \end{aligned} \quad (5.56)$$

avec $\mathcal{G}_{i,j}^0$ à $\mathcal{G}_{i,j}^4$ définis page 110.

Les propriétés du domaine de calcul étant définies, il est maintenant possible de calculer les intégrales $\mathcal{G}_{i,j}^0$ à $\mathcal{G}_{i,j}^4$.

⁵Page 109.

5.3 Calcul des intégrales

Dans le cas bidimensionnel, l'expression de $G(x, y)$ est :

$$G(x, y) = -\frac{j}{4} H_0^{(2)} \left(k_{\text{ext}} \sqrt{x^2 + y^2} \right) \quad (5.57)$$

où $H_0^{(2)}$ désigne la fonction de **Hankel** de deuxième espèce d'ordre zéro.

Il n'existe aucune formulation analytique de cette fonction. C'est pourquoi son intégration avec des fonctions de différents types devient rapidement très lourde et nécessite un traitement numérique (méthode des trapèzes, de Simpson, de Newton-Cotes, etc. (Abramowitz and Stegun [1970])). Pour contourner cette difficulté, le développement de la fonction de Green sous forme de transformée de Fourier constitue un outil extrêmement efficace. Il est alors possible de l'intégrer analytiquement avec de nombreux types de fonctions puis d'appliquer la transformée de Fourier au résultat obtenu. Les méthodes de transformation de Fourier rapide (TFR ou FFT) sont abondantes et très fiables. C'est donc ce procédé qui a été choisi.

De plus, dans le cadre de cette thèse, nous avons décidé de nous restreindre à l'étude d'objets en espace libre. L'extension de la diffraction d'un objet enfoui en présence de l'interface air-sol peut être faite en modifiant l'intégrande de la fonction de Green (Dourthe [1997]). En espace libre, la représentation sous forme de transformée de Fourier s'écrit :

$$\begin{aligned} G(x_t - x_e, y_t - y_e) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{j}{2\gamma_3} e^{j\gamma_3|y_t - y_e|} e^{2\pi j\nu(x_t - x_e)} d\nu \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}(x_t - x_e, y_t - y_e, \nu) d\nu \\ \text{avec } \gamma_3 &= \sqrt{k_{\text{ext}}^2 - 4\pi^2\nu^2} \end{aligned} \quad (5.58)$$

À partir de cette formulation, il est possible de calculer les termes correspondant aux différentes dérivées appliquées à la fonction de Green :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial x^2} G(x_t - x_e, y_t - y_e) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{-2j\pi^2\nu^2}{\gamma_3} e^{j\gamma_3|y_t - y_e|} e^{2\pi j\nu(x_t - x_e)} d\nu \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} -4\pi^2\nu^2 \tilde{G}(x_t - x_e, y_t - y_e, \nu) d\nu \end{aligned} \quad (5.59)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial y^2} G(x_t - x_e, y_t - y_e) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{-j\gamma_3}{2} e^{j\gamma_3|y_t - y_e|} e^{2\pi j\nu(x_t - x_e)} d\nu \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} -\gamma_3^2 \tilde{G}(x_t - x_e, y_t - y_e, \nu) d\nu \end{aligned} \quad (5.60)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} G(x_t - x_e, y_t - y_e) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{-j\pi\nu}{\text{sign}(y_t - y_e)} e^{j\gamma_3|y_t - y_e|} e^{2\pi j\nu(x_t - x_e)} \quad (5.61) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} -\frac{2\pi\nu\gamma_3}{\text{sign}(y_t - y_e)} \tilde{G}(x_t - x_e, y_t - y_e, \nu) d\nu \end{aligned}$$

$$\text{où } \text{sign}(x) = \begin{cases} +1 & \text{si } x > 0 \\ 0 & \text{si } x = 0 \\ -1 & \text{si } x < 0 \end{cases}$$

Les domaines d'intégration sont explicités et les termes de la fonction de Green sont développés. La poursuite du calcul passe par la détermination des intégrales $\mathcal{G}_{i,j}^0$ à $\mathcal{G}_{i,j}^4$.

5.3.1 Cas 2D-TM

Représentation matricielle du système d'équations

En polarisation 2D-TM, comme démontré précédemment, le champ électrique n'a qu'une composante non nulle $E_{z,\text{TM}}$ et seuls interviennent les premiers termes de l'équation (5.55). Celle-ci se résume alors à la formulation (5.62) :

$$\iint_{S_{\theta_j}} E_{z,\text{TM}}^{\text{inc}}(x_t, y_t) dx_t dy_t = \sum_{i=1}^N e_{z,i}^{\text{tot}} \{ \mathcal{G}_{i,j}^0 - k_0^2 \chi_i \mathcal{G}_{i,j}^1 \} \quad (5.62)$$

Il est aisé de présenter cette équation sous la forme matricielle $\mathbf{A} \cdot \mathbf{X} = \mathbf{B}$, ainsi la matrice colonne \mathbf{B} contiendra les intégrales sur le champ incident :

$$\mathbf{B} = \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{inc}} = \begin{pmatrix} \iint_{S_{\theta_1}} E_{z,\text{TM}}^{\text{inc}}(x_t, y_t) dx_t dy_t \\ \vdots \\ \iint_{S_{\theta_N}} E_{z,\text{TM}}^{\text{inc}}(x_t, y_t) dx_t dy_t \end{pmatrix}$$

Quant à la matrice carrée \mathbf{A} , elle renfermera les calculs issus des intégrales :

$$\mathbf{A} = \mathbf{G}_{\text{int}}^0 - k_0^2 \chi \mathbf{G}_{\text{int}}^1$$

Cette formulation reprend les notations définies dans (5.50) page 110 pour $\mathbf{G}_{\text{int}}^0$ et $\mathbf{G}_{\text{int}}^1$ et dans (5.45) page 107 pour χ . Enfin les inconnues $e_{x,i}^{\text{tot}}$ rempliront la matrice colonne \mathbf{X} :

$$\mathbf{X} = \mathbf{E}_{\mathbf{TM}}^{\text{tot}} = \begin{pmatrix} e_{z,1}^{\text{tot}} \\ \vdots \\ e_{z,N}^{\text{tot}} \end{pmatrix}$$

Les deux matrices colonnes sont constituées de N_c éléments et la matrice carrée de $N_c \times N_c$ éléments.

Calcul des intégrales dans la géométrie choisie

Les calculs de $\mathcal{G}_{i,j}^0$ et $\mathcal{G}_{i,j}^1$ deviennent maintenant le cœur du problème. Chacun d'eux sera intégré sur une cellule de la fonction de base puis sur le domaine d'existence de la fonction de test. Chacune des fonctions de base est définie sur quatre cellules, il y aura donc quatre calculs de $\mathcal{G}_{i,j}^0$ et $\mathcal{G}_{i,j}^1$ à considérer à chaque fois.

En ce qui concerne l'intégrale $\mathcal{G}_{i,j}^0$, il est nécessaire de considérer la disposition relative des fonctions de base et de test. Neuf configurations plus ou moins identiques, présentées dans la figure 5.7, seront à étudier. Dans les autres cas, le résultat du calcul sera nul.

En utilisant les propriétés des symétries axiales, il apparaît que les configurations I, III, VII et IX aboutiront au même résultat. Il en est de même pour les configurations II, IV, VI et VIII. Ainsi, $\mathcal{G}_{i,j}^0$ s'écrira finalement :

$$\begin{aligned} \mathcal{G}_{i,j}^0 &= \int_{x_{t0}}^{x_{t1}} \int_{y_{t0}}^{y_{t1}} \frac{(x_a - x)(y_a - y)}{(x_a - x_b)(y_a - y_b)} dx_t dy_t \\ &= \begin{cases} \frac{1}{64} \frac{\Delta_x^2 \Delta_y^2}{(x_a - x_b)(y_a - y_b)} & \text{pour les configurations I, III, VII et IX} \\ \frac{3}{64} \frac{\Delta_x^2 \Delta_y^2}{(x_a - x_b)(y_a - y_b)} & \text{pour les configurations II, IV, VI et VIII} \\ \frac{9}{64} \frac{\Delta_x^2 \Delta_y^2}{(x_a - x_b)(y_a - y_b)} & \text{pour la configuration V} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \end{aligned} \quad (5.63)$$

Le calcul de $\mathcal{G}_{i,j}^1$ nécessite quant à lui l'utilisation supplémentaire des paramètres x_{t0} , y_{t0} , x_{e0} et y_{e0} :

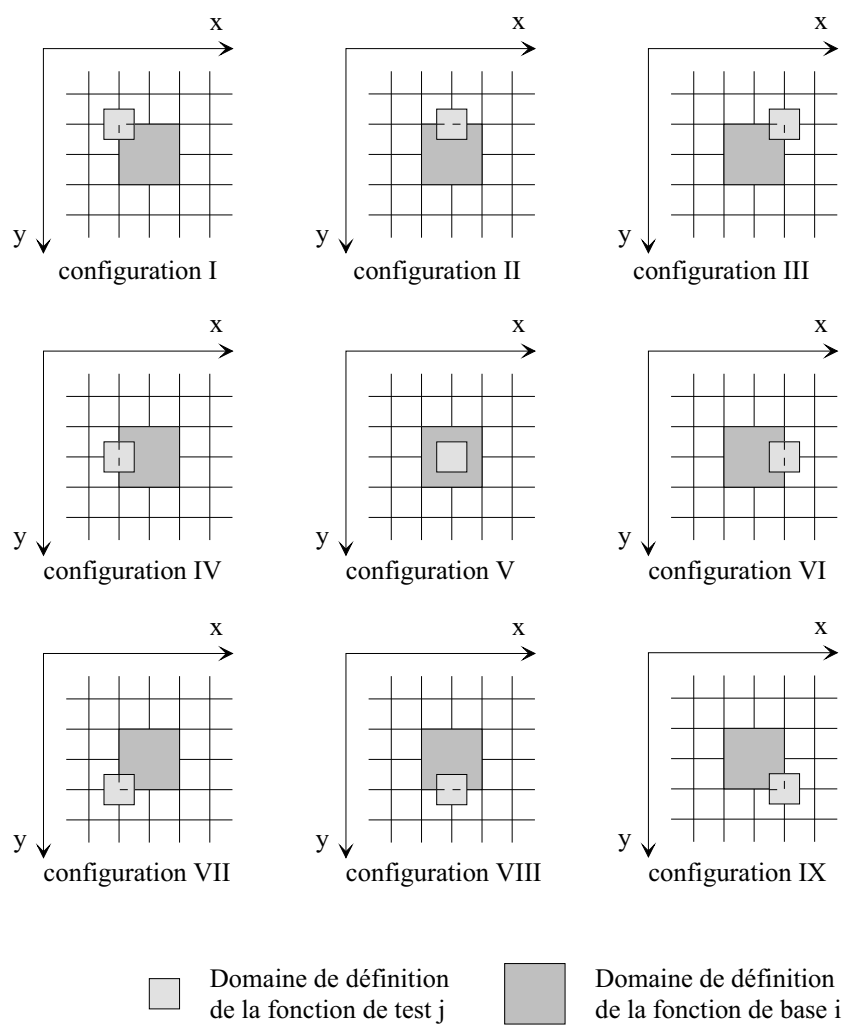


FIG. 5.7: Les neuf configurations de calcul de $\mathcal{G}_{i,j}^0$

$$\mathcal{G}_{i,j}^1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{j}{2\gamma_3} \left[\int_{x_{t0}}^{x_{t0}+\Delta_x} \int_{x_{e0}}^{x_{e0}+\Delta_x} \frac{(x_a-x_e)}{(x_a-x_b)} e^{2\pi j\nu(x_t-x_e)} dx_t dx_e \right. \\ \left. \int_{y_{t0}}^{y_{t0}+\Delta_y} \int_{y_{e0}}^{y_{e0}+\Delta_y} \frac{(y_a-y_e)}{(y_a-y_b)} e^{j\gamma_3|y_t-y_e|} dy_e dy_t \right] d\nu \quad (5.64)$$

Dans un souci de clarté, il peut être intéressant de séparer $\mathcal{G}_{i,j}^1$ en deux parties $\mathcal{G}_{i,j}^{1,x}(x_{e0}, x_{t0}, \nu)$ et $\mathcal{G}_{i,j}^{1,y}(y_{e0}, y_{t0}, \nu)$ telles que :

$$\mathcal{G}_{i,j}^1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\mathcal{G}_{i,j}^{1,x}(x_{e0}, x_{t0}, \nu) \mathcal{G}_{i,j}^{1,y}(x_{e0}, x_{t0}, \nu) \right] d\nu \quad (5.65)$$

où

$$\mathcal{G}_{i,j}^{1,x}(\nu) = \int_{x_{t0}}^{x_{t0}+\Delta_x} \int_{x_{e0}}^{x_{e0}+\Delta_x} \frac{(x_a-x_e)}{(x_a-x_b)} e^{2\pi j\nu(x_t-x_e)} dx_t dx_e \quad (5.66)$$

$$= \begin{cases} \frac{\Delta_x^2}{x_a-x_b} \left(x_a - x_{e0} - \frac{\Delta_x}{2} \right) & \text{si } \nu = 0 \\ \left\{ \left[(x_a - x_{e0}) + \frac{j}{2\pi\nu} \right] (2 - e^{2j\Delta_x\pi\nu} - e^{-2j\pi\nu\Delta_x}) \right. \\ \left. + \Delta_x (e^{-2j\pi\nu\Delta_x} - 1) \right\} \frac{e^{2j\pi\nu(x_{t0}-x_{e0})}}{4\pi^2\nu^2(x_a-x_b)} & \text{dans les autres cas} \end{cases}$$

$$\mathcal{G}_{i,j}^{1,y}(\nu) = \frac{j}{2\gamma_3} \int_{y_{t0}}^{y_{t0}+\Delta_y} \int_{y_{e0}}^{y_{e0}+\Delta_y} \frac{(y_a-y_e)}{(y_a-y_b)} e^{j\gamma_3|y_t-y_e|} dy_e dy_t \quad (5.67)$$

$$= + \frac{\text{sign}(y_{t0} - y_{e0} - \Delta_y) - j(y_a - y_{e0} - \Delta_y)\gamma_3}{2} \frac{e^{j\gamma_3|y_{t0}-y_{e0}-\Delta_y|}}{\gamma_3^4}$$

$$+ \left[j \left(y_a - y_{e0} - \frac{\Delta_y}{2} \right) \gamma_3 - \text{sign}(y_{t0} - y_{e0}) \right] \frac{e^{j\gamma_3|y_{t0}-y_{e0}|}}{\gamma_3^4}$$

$$+ \frac{\text{sign}(y_{t0} + \Delta_y - y_{e0}) - j(y_a - y_{e0})\gamma_3}{2} \frac{e^{j\gamma_3|y_{t0}+\Delta_y-y_{e0}|}}{\gamma_3^4}$$

Les calculs de la fonction de Green sont maintenant réalisés pour le cas 2D-TM. La matrice $N_c \times N_c$ peut être remplie et les valeurs des $e_{z,i}^{\text{tot}}$ obtenues par la résolution du système linéaire créé.

Pour chaque fonction de base, il faudra effectuer une somme de quatre calculs de $\mathcal{G}_{i,j}^0$ ou $\mathcal{G}_{i,j}^1$ correspondant aux quatre valeurs prises par α .

5.3.2 Cas 2D-TE

Représentation matricielle du système d'équations

La formulation matricielle dans le cas 2D-TE est basée sur les équations (5.55) et (5.56). Pour générer le système linéaire sous la forme $\mathbf{A}\mathbf{X} = \mathbf{B}$, il faudra les associer. En tenant compte de ce paramètre, la matrice colonne \mathbf{B} contiendra $2N_c$ éléments rangés ainsi :

$$\mathbf{B} = \mathbf{E}_{\text{TE}}^{\text{inc}} = \begin{pmatrix} \iint_{S_{\theta_1}} E_{x,\text{TE}}^{\text{inc}}(x, y) \, dx dy \\ \vdots \\ \iint_{S_{\theta_N}} E_{x,\text{TE}}^{\text{inc}}(x, y) \, dx dy \\ \iint_{S_{\theta_1}} E_{y,\text{TE}}^{\text{inc}}(x, y) \, dx dy \\ \vdots \\ \iint_{S_{\theta_N}} E_{y,\text{TE}}^{\text{inc}}(x, y) \, dx dy \end{pmatrix}$$

Il en est de même pour la matrice carrée \mathbf{A} , renfermant les calculs des intégrales, et qui est composée de $2N_c \times 2N_c$ termes tels que :

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \mathbf{G}_{\text{int}}^0 - \chi \left(k_0^2 \mathbf{G}_{\text{int}}^1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^2 \right) & \chi \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^4 \\ \chi \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^4 & \mathbf{G}_{\text{int}}^0 - \chi \left(k_0^2 \mathbf{G}_{\text{int}}^1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^3 \right) \end{pmatrix}$$

À noter la différence entre les matrices de la diagonale de \mathbf{A} qui se trouve dans $\mathbf{G}_{\text{int}}^2$ pour celle du dessus et $\mathbf{G}_{\text{int}}^3$ pour celle du dessous.

Il reste à définir la matrice colonne \mathbf{X} , renfermant $2N_c$ éléments constitués par les inconnues $e_{x,i}^{\text{tot}}$ et $e_{y,i}^{\text{tot}}$ sous la forme :

$$\mathbf{X} = \mathbf{E}_{\text{TE}}^{\text{tot}} = \begin{pmatrix} e_{x,1}^{\text{tot}} \\ \vdots \\ e_{x,N}^{\text{tot}} \\ e_{y,1}^{\text{tot}} \\ \vdots \\ e_{y,N}^{\text{tot}} \end{pmatrix}$$

Calcul des intégrales dans la géométrie choisie

Le scénario de calcul dans le cas 2D-TE reste identique à celui du cas 2D-TM avec sensiblement plus de combinaisons. Néanmoins, il faut remarquer qu'un certain nombre d'entre elles a précédemment été défini. En effet, les valeurs prises par $\mathcal{G}_{i,j}^0$ et $\mathcal{G}_{i,j}^1$ ont été évaluées dans la section 5.3.1, page 121. Il reste donc à examiner les termes $\mathcal{G}_{i,j}^2$, $\mathcal{G}_{i,j}^3$ et $\mathcal{G}_{i,j}^4$:

Le calcul de $\mathcal{G}_{i,j}^2$ est assez simple puisque la dérivée seconde suivant x a généré le facteur « $-4\pi^2\nu^2$ » ne rentrant pas en compte dans les intégrations suivant x_e , x_t , y_e ou y_t ; ce qui aboutit alors à :

$$\mathcal{G}_{i,j}^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} -4\pi^2\nu^2 \left[\mathcal{G}_{i,j}^{2,x}(\nu) \mathcal{G}_{i,j}^{2,y}(\nu) \right] d\nu \quad (5.68)$$

où

$$\mathcal{G}_{i,j}^{2,x}(\nu) = \mathcal{G}_{i,j}^{1,x}(\nu) \quad \text{et} \quad \mathcal{G}_{i,j}^{2,y}(\nu) = \mathcal{G}_{i,j}^{1,y}(\nu) \quad (5.69)$$

Les formulations de $\mathcal{G}_{i,j}^{1,x}(\nu)$ et $\mathcal{G}_{i,j}^{1,y}(\nu)$ sont données dans (5.66) et (5.67) page 121.

L'idée est similaire pour le terme $\mathcal{G}_{i,j}^3$ qui présente un facteur « $-\gamma_3^2$ » en supplément vis-à-vis de $\mathcal{G}_{i,j}^1$:

$$\mathcal{G}_{i,j}^3 = \int_{-\infty}^{+\infty} -\gamma_3^2 \left[\mathcal{G}_{i,j}^{3,x}(\nu) \mathcal{G}_{i,j}^{3,y}(\nu) \right] d\nu \quad (5.70)$$

où

$$\mathcal{G}_{i,j}^{3,x}(\nu) = \mathcal{G}_{i,j}^{1,x}(\nu) \quad \text{et} \quad \mathcal{G}_{i,j}^{3,y}(\nu) = \mathcal{G}_{i,j}^{1,y}(\nu) \quad (5.71)$$

Enfin pour le calcul de $\mathcal{G}_{i,j}^4$ le terme supplémentaire est « $-2\pi\nu\gamma_3/\text{sign}(y_t - y_e)$ ». Il est donc nécessaire de recalculer $\mathcal{G}_{i,j}^{4,y}(\nu)$ pour prendre en compte la dépendance en y_e et y_t du facteur à rajouter, ce qui aboutit à :

$$\mathcal{G}_{i,j}^4 = \int_{-\infty}^{+\infty} -2\pi\nu\gamma_3 \left[\mathcal{G}_{i,j}^{4,x}(\nu) \mathcal{G}_{i,j}^{4,y}(\nu) \right] d\nu \quad (5.72)$$

où

$$\mathcal{G}_{i,j}^{4,x}(\nu) = \mathcal{G}_{i,j}^{1,x}(\nu)$$

et

$$\begin{aligned}
\mathcal{G}_{i,j}^{4,y}(\nu) &= 2\pi\nu\gamma_3 \int_{y_{t0}}^{y_{t0}+\Delta_y} \int_{y_{e0}}^{y_{e0}+\Delta_y} \frac{(y_a-y_e)}{(y_a-y_b)} \frac{e^{j\gamma_3|y_t-y_e|}}{\text{sign}(y_t-y_e)} dy_e dy_t \\
&= + \left[1 - \frac{j\gamma_3(y_a-y_{e0}-\Delta_y)}{\text{sign}(y_{t0}-y_{e0}-\Delta_y)} \right] \frac{\pi\nu e^{j\gamma_3|y_{t0}-y_{e0}-\Delta_y|}}{\gamma_3^3} \\
&\quad + \left[j\gamma_3 \frac{\left(y_a-y_{e0}-\frac{\Delta_y}{2}\right)}{\text{sign}(y_{t0}-y_{e0})} - 1 \right] \frac{2\pi\nu e^{j\gamma_3|y_{t0}-y_{e0}|}}{\gamma_3^3} \quad (5.73) \\
&\quad + \left[1 - \frac{j\gamma_3(y_a-y_{e0})}{\text{sign}(y_{t0}+\Delta_y-y_{e0})} \right] \frac{\pi\nu e^{j\gamma_3|y_{t0}+\Delta_y-y_{e0}|}}{\gamma_3^3}
\end{aligned}$$

Cette formulation n'est pas définie au sens des fonctions pour les cas où $y_{t0} = y_{e0}$, $y_{t0} = y_{e0} + \Delta_y$ et $y_{t0} = y_{e0} - \Delta_y$. Le problème est évité par le choix des fonctions de base, de test et de la géométrie des cellules. En effet, en se reportant à la figure 5.7 page 120, il apparaît que y_{t0} et y_{e0} ne sont jamais égaux, leur différence n'est alors jamais nulle et ainsi la fonction $\text{sign}(\cdot)$ sera toujours différente de 0.

Après ces calculs, la matrice correspondant au système linéaire à résoudre peut être remplie et suite à sa résolution les inconnues $e_{x,i}^{\text{tot}}$ et $e_{y,i}^{\text{tot}}$ obtenues.

5.4 Considération de l'anisotropie

La méthode de résolution du problème direct présentée dans ce chapitre permet d'insérer le concept d'anisotropie du milieu et des objets. En effet, en reprenant la définition du tenseur de permittivité (page 98) et en l'adaptant à χ :

$$\vec{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_x & 0 & 0 \\ 0 & \chi_y & 0 \\ 0 & 0 & \chi_z \end{pmatrix} \quad (5.74)$$

il apparaît rapidement après l'avoir intégré dans les équations du problème direct, que le terme χ_z se substitue à χ dans les équations de la polarisation 2D-TM et que χ_x et χ_y se répartissent dans celles du 2D-TE.

$$\begin{aligned}
E_{z,\text{TM}}^{\text{inc}}(x,y) &= E_{z,\text{TM}}^{\text{tot}}(x,y) \\
&\quad - k_0^2 \iint_{\Sigma} \chi_z(x',y') E_{z,\text{TM}}^{\text{tot}}(x',y') G(x-x',y-y') dx'dy'
\end{aligned} \quad (5.75)$$

$$\begin{aligned}
 E_{x,\text{TE}}^{\text{inc}}(x, y) = & E_{x,\text{TE}}^{\text{tot}}(x, y) \\
 & - \left(k_0^2 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \iint_{\Sigma} \chi_x(x', y') E_{x,\text{TE}}^{\text{tot}}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' \\
 & - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \iint_{\Sigma} \chi_y(x', y') E_{y,\text{TE}}^{\text{tot}}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy'
 \end{aligned} \tag{5.76}$$

$$\begin{aligned}
 E_{y,\text{TE}}^{\text{inc}}(x, y) = & E_{y,\text{TE}}^{\text{tot}}(x, y) \\
 & - \left(k_0^2 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \iint_{\Sigma} \chi_y(x', y') E_{y,\text{TE}}^{\text{tot}}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' \\
 & - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \iint_{\Sigma} \chi_x(x', y') E_{x,\text{TE}}^{\text{tot}}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy'
 \end{aligned} \tag{5.77}$$

On peut récrire ces équations sous forme matricielle :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{inc}} &= \left(\mathbf{G}_{\text{int}}^0 - k_0^2 \mathbf{G}_{\text{int}}^1 \chi_z \right) \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{tot}} \\
 \mathbf{E}_{\text{TE}}^{\text{inc}} &= \begin{pmatrix} \mathbf{G}_{\text{int}}^0 - \left(k_0^2 \mathbf{G}_{\text{int}}^1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^2 \right) \chi_x & \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^4 \chi_y \\ \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^4 \chi_x & \mathbf{G}_{\text{int}}^0 - \left(k_0^2 \mathbf{G}_{\text{int}}^1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^3 \right) \chi_y \end{pmatrix} \mathbf{E}_{\text{TE}}^{\text{tot}}
 \end{aligned}$$

Ainsi, l'étude des deux types de polarisation permet de considérer l'ensemble des caractéristiques électromagnétiques tridimensionnelles de la configuration étudiée. Les différents termes du tenseur $\vec{\chi}$ décrivant le profil de permittivité du domaine de calcul seront donc étudiés en fonction de la polarisation choisie. Le développement des équations de propagation sous forme intégral-différentielle n'est alors pas plus compliqué que dans le cas de milieux et d'objets isotropes, la seule différence dans ce cas est constituée par la relation supplémentaire :

$$\chi_x = \chi_y = \chi_z = \chi \tag{5.78}$$

alors qu'elle n'est pas obligatoirement vrai dans le cas anisotrope.

5.5 Conclusion

Une méthode de résolution du problème de diffraction électromagnétique bidimensionnelle vient d'être présentée. Celle-ci s'appuie sur une représentation intégral-différentielle de l'équation de propagation :

$$\mathbf{E}^{\text{tot}} = \mathbf{E}^{\text{inc}} + \left[k_0^2 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \nabla \nabla \cdot \right] \left[G * (\chi(\rho) \mathbf{E}^{\text{tot}}) \right]$$

Afin de pouvoir traiter à la fois les cas de polarisation TM et TE, un souci particulier a été porté sur le développement des équations pour éviter toute simplification hâtive et permettre la prise en compte éventuelle de l'anisotropie. Une fonction porte ($\Pi(x, y)$) est utilisée pour les fonctions de test et une fonction pyramide pour les fonctions de base. Ce choix est guidé par le fait que des singularités apparaissent aux frontières des cellules après l'application de l'opérateur $\nabla \nabla \cdot$ dans le cas de méthodes type Point-Segment.

Suivant le cas de polarisation étudié, deux systèmes linéaires différents sont créés, une méthode du type Gauss-Jordan est utilisée pour les résoudre. L'étape suivante consiste maintenant à confronter les résultats obtenus à ceux existants déjà dans la littérature.

Chapitre 6

Résultats des simulations

Sommaire

6.1	Cas 2D-TM	128
6.1.1	Paramètres de simulation	129
6.1.2	Résultats et analyses	132
6.2	Cas 2D-TE	136
6.2.1	Paramètres de simulation	136
6.2.2	Résultats et analyses	138
6.3	Synthèse	143
6.4	Conclusion	144



– Osaka, Le chateau –



– Osaka, Temple Shintoïste –

Afin de valider le code élaboré, divers résultats obtenus dans chacune des deux polarisations ont été considérés. Ainsi, dans le cas de la polarisation 2D-TM, ce sont les travaux de Elissalt (Elissalt [1995]) qui ont servi de référence. En ce qui concerne les simulations pour le cas 2D-TE, l'étude menée par Joachimowicz et Pichot (Pichot and Joachimowicz [1990]) en 1990 et reprise par Zwamborn (Zwamborn and van den Berg [1991]) en 1991, portant sur des cylindres de contrastes variables, a constitué la principale source d'inspiration.

Toutes ces simulations sont réalisées avec des milieux et objets isotropes. En ce qui concerne le cas 2D-TE, les paramètres de simulations ont tous été choisis pour illustrer des cas d'étude critiques pour les algorithmes basés sur des méthodes de type Point-Segment. En effet la grande majorité des codes de calcul élaborés avec ces méthodes pour le 2D-TM et ensuite réadaptés au cas 2D-TE s'avèrent très peu fiables sur des cas test fortement contrastés (Peterson et al. [1998]) ou à maillage fin (Pichot and Joachimowicz [1990]). L'adoption de cylindres diélectriques présentant justement ces deux caractères permet d'éprouver notre méthode.

Pour chaque polarisation, on présente tout d'abord les caractéristiques électromagnétiques et géométriques des objets testés puis les résultats de simulation.

6.1 Cas 2D-TM

Avant de continuer, il est important de souligner l'intérêt de l'étude de ces trois objets. En effet, il est intéressant de remarquer qu'ils présentent tous un fort contraste diélectrique vis-à-vis du milieu extérieur représenté par de l'air. De plus, la valeur de la fréquence de simulation est telle que le maillage est extrêmement fin face à la longueur d'onde (tableau 6.5). Ces

choix ne sont pas anodins,

6.1.1 Paramètres de simulation

Dans cette polarisation, trois objets ont été testés (Elissalt [1995]). Le milieu extérieur est constitué d'eau de permittivité diélectrique relative $\varepsilon_r = 76,65$ et de conductivité $\sigma = 0,1197$ S/m.

Les deux premiers cylindres simulés sont entièrement réalisés dans un même diélectrique. L'un d'eux, du muscle, est faiblement contrasté ($\varepsilon_r = 53$ et $\sigma = 0,998$ S/m) vis-à-vis de l'eau tandis que le second s'agissant de la graisse, l'est nettement plus ($\varepsilon_r = 5,5$ et $\sigma = 0,0795$ S/m). Dans le but de se rapprocher au maximum d'un cas d'intérêt pratique, un troisième cas a été traité. Il s'agit de deux cylindres concentriques dont l'intérieur est en muscle et l'extérieur en graisse représentant donc un objet hétérogène. L'onde incidente est une onde plane de fréquence 434 MHz ($\lambda = 7,9$ cm dans l'eau), les propriétés électromagnétiques des cylindres sont rappelées dans le tableau 6.1.

Matériaux simulés	Partie réelle de la permittivité	Conductivité (S/m)	Partie imaginaire de la permittivité
Eau	76,35	0,1197	4,97
Graisse	5,5	0,0795	3,3
Muscle	53	0,998	41,4

TAB. 6.1: Paramètres des objets simulés dans le cas 2D-TM

Le milieu extérieur est supposé infini, homogène et isotrope. Le champ total est visualisé suivant deux coupes : longitudinale et transversale, premièrement en partie réelle puis en partie imaginaire (figure 6.1 page 130).

Les caractéristiques géométriques des trois objets tests sont données dans le tableau 6.2 page 130. On voit que le diamètre extérieur est le même pour les trois cylindres, seuls changent les permittivités et l'insertion ou non d'un cylindre intérieur supplémentaire.

Pour décrire les objets, cinq maillages ont été utilisés. Le nombre de maille varie de 10×10 cellules soit $11 \times 11 = 121$ inconnues pour un maillage grossier à $33 \times 33 = 1089$ soit $34 \times 34 = 1156$ inconnues pour un maillage fin (figure 6.2 page 131). Le tableau 6.3 page 131 présente les différents paramètres définissant chacun des maillages ainsi que le rapport « surface réelle/surface décrite » permettant d'obtenir une information sur l'erreur de discrétisation.

Partant de ces cinq configurations exploitables, on peut présenter, en plus des résultats du champ total, l'erreur par rapport au calcul analytique.

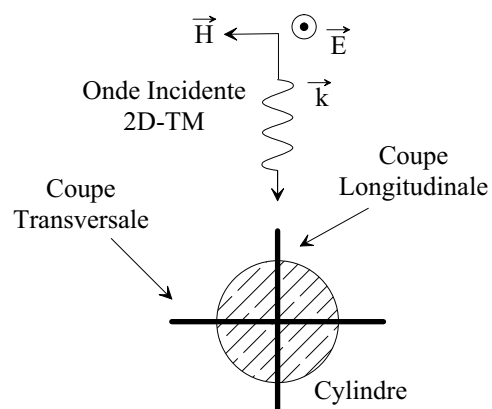





FIG. 6.1: Visualisation des coupes et du champ électrique dans le cas 2D-TM

Objet	Section	Matériaux simulés
1	Cylindrique de diamètre 16 cm	 Graisse
2	Cylindrique de diamètre 16 cm	 Muscle
3	2 cylindres concentriques : diamètre 8 cm diamètre 16 cm	 Muscle Graisse

TAB. 6.2: Paramètres géométriques des objets simulés pour le cas 2D-TM

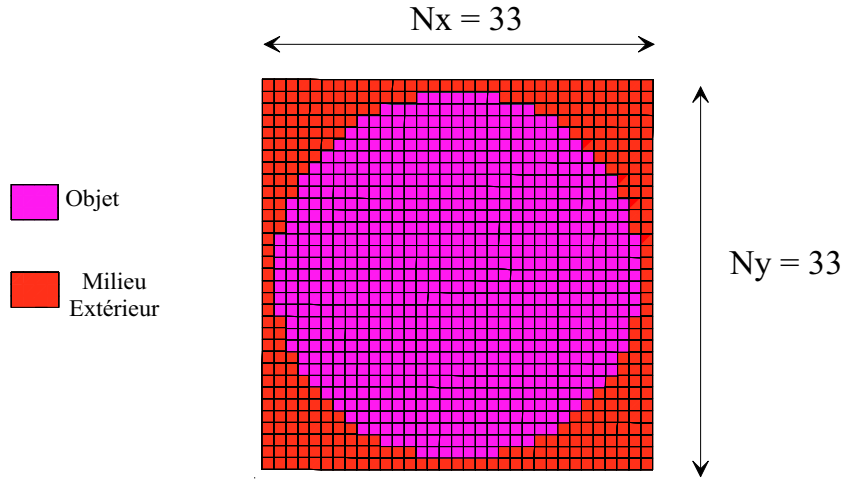


FIG. 6.2: Description des cylindres pour un maillage fin

Nom du maillage	Nombre total de cellules	Nombre de cellules dessinant l'objet	Nombre total d'inconnues	Taille des cellules en longueur d'onde	Surface réelle/surface décrite
C1	$10 \times 10 = 100$	52	$11 \times 11 = 121$	$\lambda/4$	0,967
C2	$16 \times 16 = 256$	156	$17 \times 17 = 289$	$\lambda/7$	0,987
C3	$20 \times 20 = 400$	256	$21 \times 21 = 441$	$\lambda/9$	0,990
C4	$25 \times 25 = 625$	418	$26 \times 26 = 676$	$\lambda/11,5$	0,994
C5	$33 \times 33 = 1089$	754	$34 \times 34 = 1156$	$\lambda/15,5$	1,001

TAB. 6.3: Caractéristiques des maillages utilisés pour le cas 2D-TM

Cette erreur est évaluée pour l'ensemble des deux coupes (longitudinale et transversale) et pour chacun des trois cas. Elle permet d'obtenir un critère quantitatif de la qualité de la simulation. Sa définition s'énonce ainsi :

$$dE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N [E_i^{\text{calculé}} - E_i^{\text{vrai}}]^2}{\sum_{n=1}^N [E_i^{\text{vrai}}]^2}} \quad (6.1)$$

D'après (6.1), dE est la distance entre les valeurs du champ électrique calculé $E_i^{\text{calculé}}$ et les valeurs théoriques E_i^{vrai} , normalisée par la norme du champ vrai E_i^{vrai} .

6.1.2 Résultats et analyses

Par la suite, les résultats sont présentés ainsi :

- Tout d'abord pour chaque objet et chaque coupe, les valeurs du champ électrique total sont exposées en partie réelle et imaginaire ainsi que les résultats analytiques. Sur les mêmes graphes on présente les valeurs pour les discrétisations C2 (soit 16×16 cellules) et C5 (soit 33×33 cellules).
- Puis vient le calcul de l'erreur total en fonction du nombre de cellules du domaine.

Dans tous les cas, sur les graphes affichant les résultats de simulation, la solution analytique est tracée en trait plein vert. Les points du cas C2 sont représentés par des croix et ceux du cas C5 par des quadrilatères.

Pour cette polarisation, les simulations avec le maillage C2 prennent 1 min et celles avec le maillage C5, 3 min.

Les résultats de simulation sont présentés sur les figures 6.3, 6.5 et 6.7 et les calculs d'erreur sur les figures 6.4, 6.6 et 6.8.

On remarque d'emblée une très bonne concordance entre les résultats analytiques et les simulations.

Que ce soit dans le cylindre de muscle ou de graisse, le calcul du champ total suit très bien la théorie sauf pour la mesure de la partie imaginaire de la coupe transversale du muscle du cas C5 (graphe en bas à droite de la figure 6.3), mais l'erreur reste faible. Dans ces deux cylindres, la discrétisation plus grossière constituée par le maillage C2 est déjà suffisante pour décrire correctement les phénomènes physiques.

En ce qui concerne le cas du cylindre hétérogène, la conclusion est différente puisque la discrétisation C2 produit beaucoup plus d'erreur que le cas C5. Même si la concordance entre la théorie et la simulation est encore correcte, il devient clair qu'un maillage plus fin engendre moins d'erreurs (figures 6.7 et 6.8).

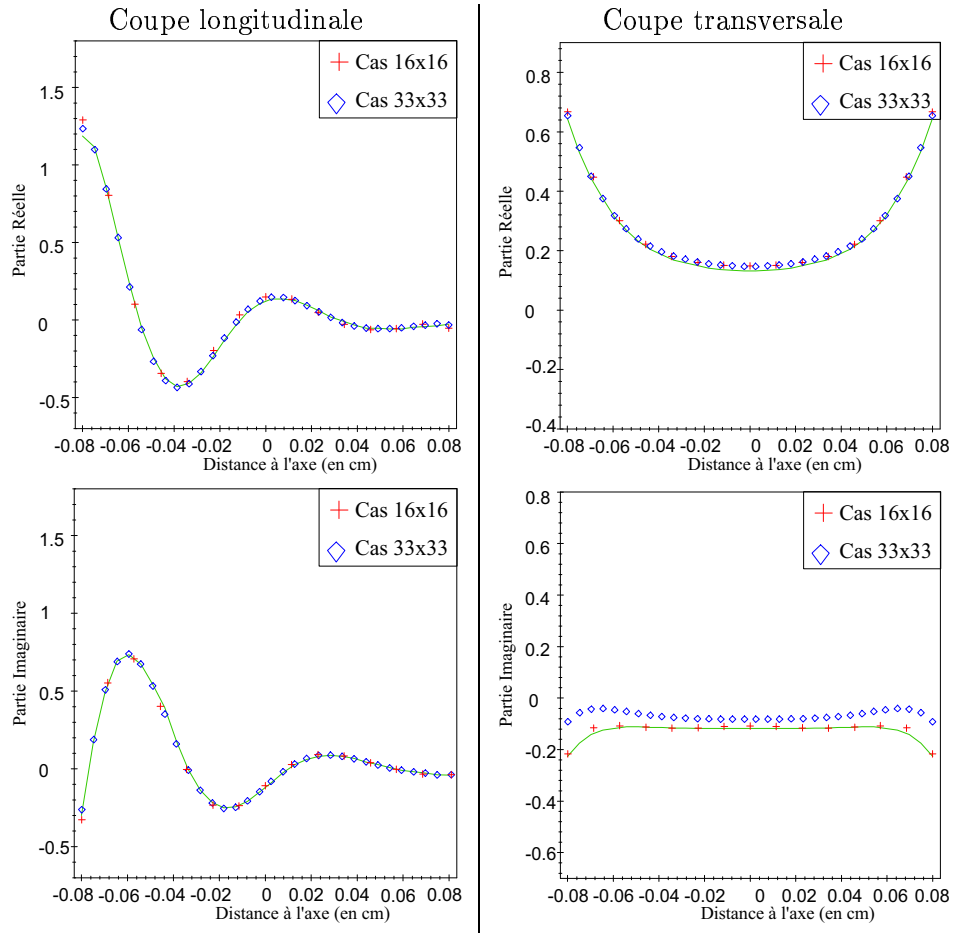


FIG. 6.3: Champ électrique total dans le cylindre de muscle pour le cas 2D-TM

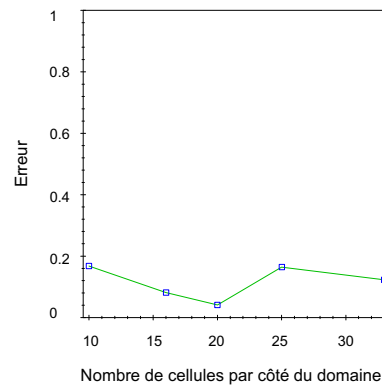


FIG. 6.4: Erreur sur le champ électrique total dans le cylindre de muscle pour le cas 2D-TM

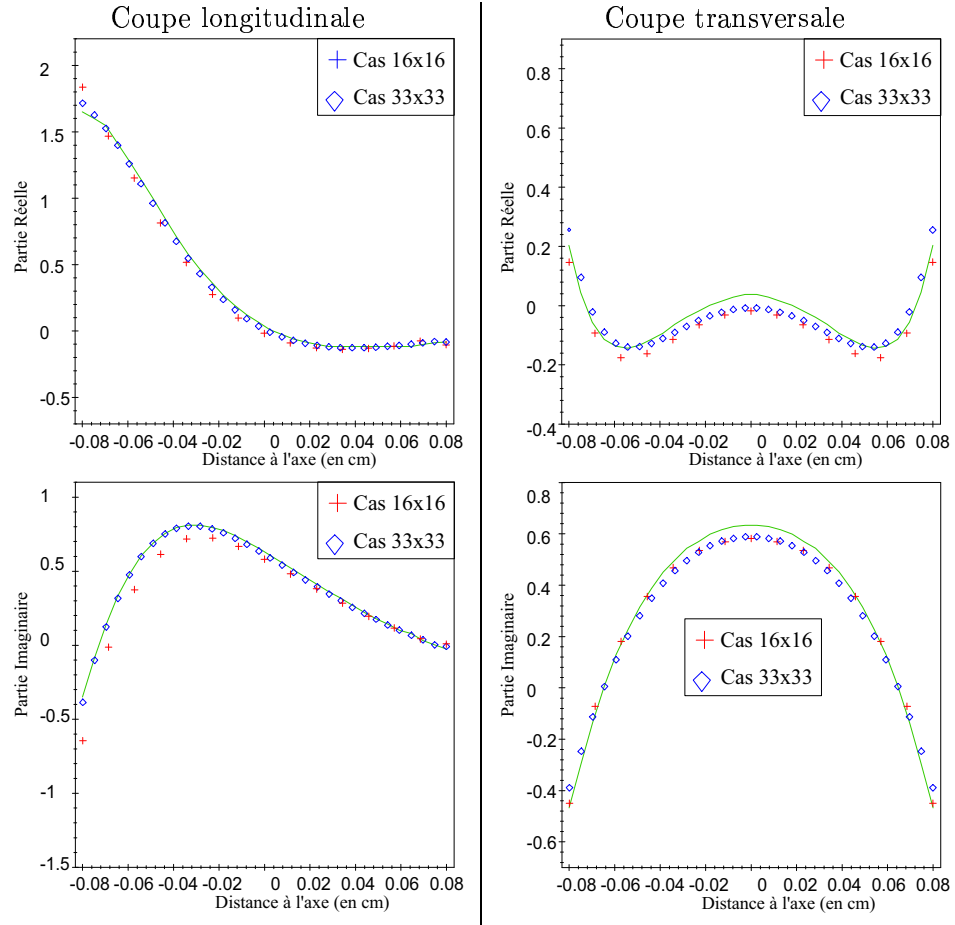


FIG. 6.5: Champ électrique total dans le cylindre de graisse pour le cas 2D-TM

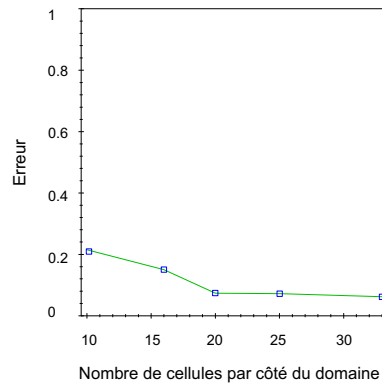


FIG. 6.6: Erreur sur le champ électrique total dans le cylindre de graisse pour le cas 2D-TM

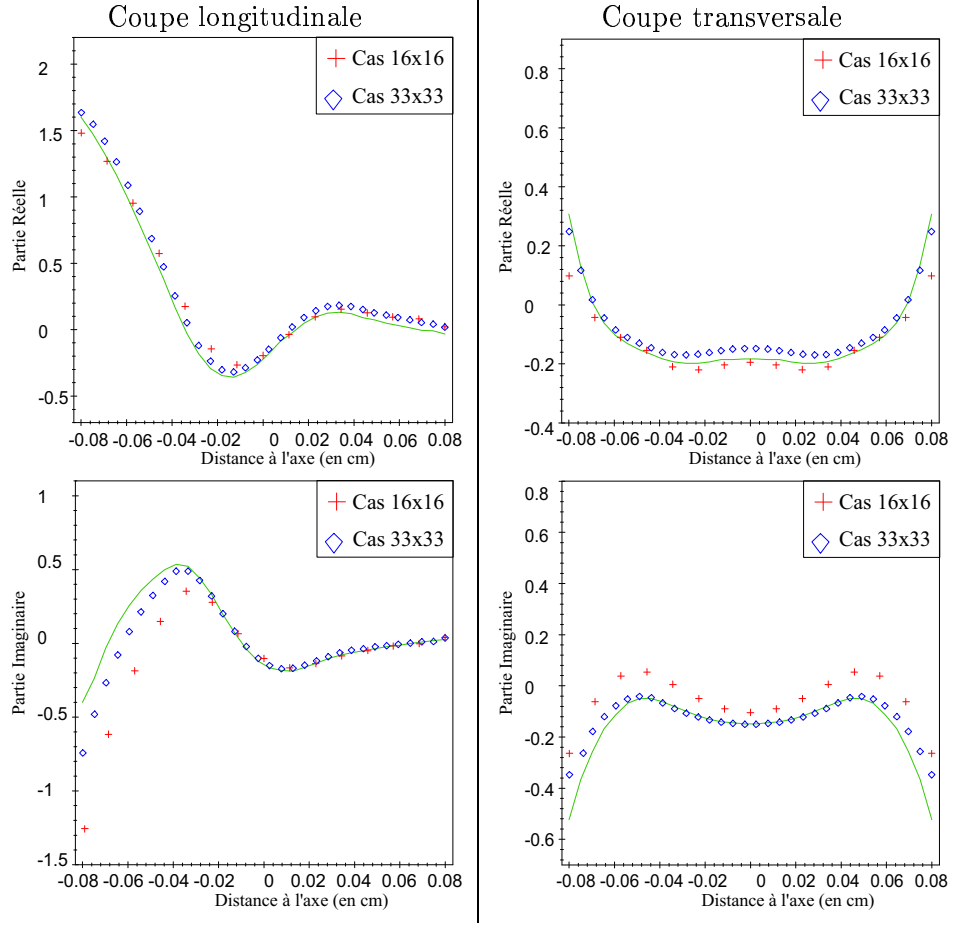


FIG. 6.7: Champ électrique total dans le cylindre hétérogène pour le cas 2D-TM

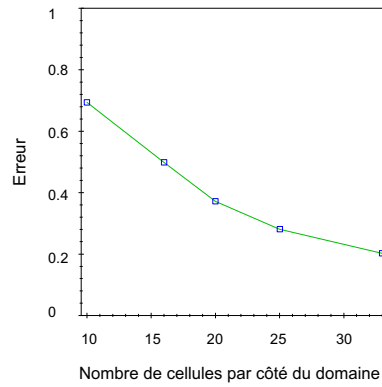


FIG. 6.8: Erreur sur le champ électrique total dans le cylindre hétérogène pour le cas 2D-TM

Ce phénomène est moins évident pour le cylindre de graisse et inexistant pour le cylindre de muscle. En effet, dans ce dernier cas, l'erreur sur la partie imaginaire du champ pour la coupe transversale implique alors une augmentation non négligeable de l'erreur totale (figure 6.4).

Une dernière remarque peut être exprimée sur la continuité du champ électrique qui grâce à l'emploi de fonctions de base linéaires, permet, quelque soit l'endroit choisi pour une coupe, une bonne représentation du champ. Cette conclusion ne se limite pas à un effet visuel, mais est réellement prise en compte lors du développement des équations.

Ces premiers résultats obtenus pour le cas 2D-TM ont permis de valider le code de simulation sur le plus simple des deux cas de polarisation. Cette configuration de simulation n'est pas nouvelle en soit puisque des résultats obtenus dans une géométrie identique existent déjà (Elissalt [1995]). L'intérêt de ce code se situe essentiellement dans l'étude du cas 2D-TE, mais le passage en polarisation TM était nécessaire pour deux raisons :

- premièrement, l'équation de propagation étant plus simple à programmer dans cette polarisation, la validation des méthodes de calcul passait inévitablement par cette première étape ;
- ensuite, désirant disposer d'un code de simulation capable de traiter les deux polarisations à la fois, il était de toutes façons obligatoire de développer le code pour le 2D-TM.

Les résultats présentés ici permettent donc de valider les méthodes et les calculs sur les intégrales $\mathcal{G}_{i,j}^0$ et $\mathcal{G}_{i,j}^1$ alors que ceux affichés par la suite dans le cas 2D-TE, servent en plus à confirmer les développements des termes $\mathcal{G}_{i,j}^2$, $\mathcal{G}_{i,j}^3$ et $\mathcal{G}_{i,j}^4$.

6.2 Cas 2D-TE

Pour le cas 2D-TE, l'architecture de la section est identique à celle sur la polarisation 2D-TM. Tout d'abord, on présente les trois objets sur lesquels ont été appliquées les simulations. Les résultats sont ensuite affichés pour permettre une synthèse sur les propriétés du code.

6.2.1 Paramètres de simulation

Les trois objets étudiés pour ce cas sont issus des simulations de Joachimowicz (Pichot and Joachimowicz [1990]) et sont censés représenter eux aussi des milieux biologiques. Ici, le milieu extérieur est constitué d'air de permittivité diélectrique relative $\varepsilon_r = 1$. Sa conductivité vaut $\sigma = 8,33 \cdot 10^{-4}$ S/m. Cette valeur non nulle est imposée par le développement de la fonction de Green sous forme de transformée de Fourier. En effet, le calcul génère une singularité difficilement intégrable si la valeur de σ est nulle.

L'ensemble des caractéristiques électromagnétiques des trois dispositifs de simulation est donné dans le tableau 6.4.

Qualité de l'objet	Matériaux simulés	Partie réelle de la permittivité	Conductivité (S/m)	Partie imaginaire de la permittivité
Fréquence de simulation 0,3 GHz				
Homogène	Muscle	54	1,4	83,8
Hétérogène n° 1	Graisse	5,7	0,05	3,0
	Muscle	54	1,4	83,8
Fréquence de simulation 0,1 GHz				
Hétérogène n° 2	Graisse	7,5	0,048	8,63
	Muscle	72	0,9	161,7

TAB. 6.4: Paramètres des objets simulés dans le cas 2D-TE

Le premier des objets étudiés est un cylindre homogène représentant du muscle de permittivité diélectrique relative $\varepsilon_r = 54$ et de conductivité $\sigma = 1,4$ S/m. Dans une deuxième phase et toujours pour s'approcher au mieux des cas d'intérêt pratique, deux corps cylindriques et hétérogènes ont été testés. Il sont tous deux constitués de deux cylindres de sections concentriques présentant l'un par rapport à l'autre un contraste diélectrique élevé.

Le champ incident est une onde plane de fréquence 0,3 GHz (soit $\lambda = 1$ m dans l'air) pour les deux premiers cas et 0,1 GHz (soit $\lambda = 3$ m dans l'air) pour le dernier. Tout comme le cas de polarisation 2D-TM, le milieu extérieur est supposé infini, homogène et isotrope.

Les résultats sont affichés suivant les coupes longitudinale et transversale (figure 6.9). Pour le cas présent c'est la norme de chacune des deux composantes du champ électrique total qui est présentée (et non ses parties réelle et imaginaire comme pour le 2D-TM).

Les caractéristiques géométriques des trois objets sont données dans le tableau 6.6. Le diamètre extérieur des trois cylindres est toujours le même (30 cm). Dans le cas des cylindres hétérogènes, le diamètre de chacun des deux objets insérés est différent, 18,8 cm pour le premier et 15,8 cm pour le second.

Enfin, les maillages utilisés sont similaires à ceux du cas 2D-TM. De même, la description des cylindres y est identique à la figure 6.2 page 131. Par contre, il est évident que la taille des cellules vis-à-vis de la longueur d'onde va évoluer (tableau 6.5).

Nom du maillage	Nombre total de cellules	Taille des cellules en longueur d'onde		Surface réelle/surface décrite
		f=0,1 GHz	f=0,3 GHz	
C1	10×10=100	$\lambda/80$	$\lambda/27$	0,967
C2	16×16=256	$\lambda/140$	$\lambda/47$	0,987
C3	20×20=400	$\lambda/180$	$\lambda/60$	0,990
C4	25×25=625	$\lambda/230$	$\lambda/77$	0,994
C5	33×33=1089	$\lambda/310$	$\lambda/103$	1,0010

TAB. 6.5: Caractéristiques des maillages utilisés pour le cas 2D-TE

La définition du calcul de l'erreur face au résultat analytique reste identique à celle de l'équation (6.1) page 132.

En revanche, la présentation des résultats est sensiblement différente. En effet, dans cette polarisation, le champ électrique est parallèle au plan d'étude, ainsi il est composé de deux composantes E_x et E_y définies dans (5.25) page 103. Les résultats présentent leur norme ($|E_x|$ et $|E_y|$) et sont visualisés suivant la coupe transversale (*i. e.* suivant l'axe des abscisses) et la coupe longitudinale (*i. e.* suivant l'axe des ordonnées).

Partant de ces considérations quatre coupes sont réalisés :

- coupe de E_x suivant x ;
- coupe de E_x suivant y ;
- coupe de E_y suivant x ;
- coupe de E_y suivant y .

Le vecteur d'onde \mathbf{k}_{ext} est parallèle à l'axe des ordonnées et la configuration de simulation présente une symétrie axiale suivant ce même axe, il en sera alors de même pour E_y avec $|E_y| = 0$ le long de l'axe des ordonnées dans l'objet. Ainsi, la présentation de E_y suivant y n'est pas nécessaire. Il ne reste donc que trois graphes à présenter.

Pour cette polarisation, les simulations avec le maillage C2 prennent 3 min 30 s et celles avec le maillage C5, 7 min 30 s.

6.2.2 Résultats et analyses

Les résultats sont présentés de la même manière que pour ceux du cas 2D-TM. Les simulations du champ électrique dans l'objet sont affichées puis vient le calcul de l'erreur.

Dans un premier temps, le cylindre homogène de muscle est considéré (figures 6.10 et 6.11). Le calcul dans une configuration C2 révèle une erreur importante face au résultat analytique. Bien que l'ordre de grandeur du

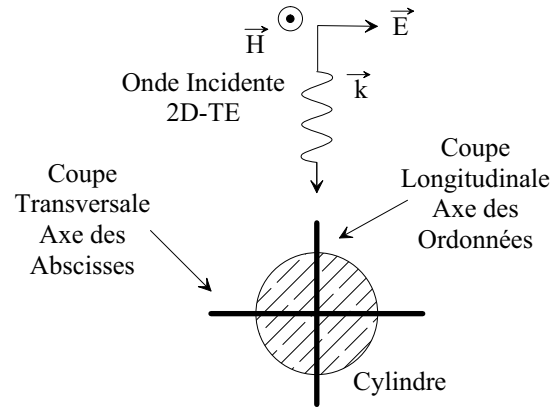





FIG. 6.9: Visualisation des coupes et du champ électrique dans le cas 2D-TE

Objet	fréquence	Section	Matériaux simulés
1	0,3 GHz	Cylindrique de diamètre 30 cm	 Muscle
2	0,3 GHz	2 cylindres concentriques : diamètre 18,8 cm diamètre 30 cm	 Muscle Graisse
3	0,1 GHz	2 cylindres concentriques : diamètre 15,8 cm diamètre 30 cm	 Muscle Graisse

TAB. 6.6: Paramètres géométriques des objets simulés pour le cas 2D-TE

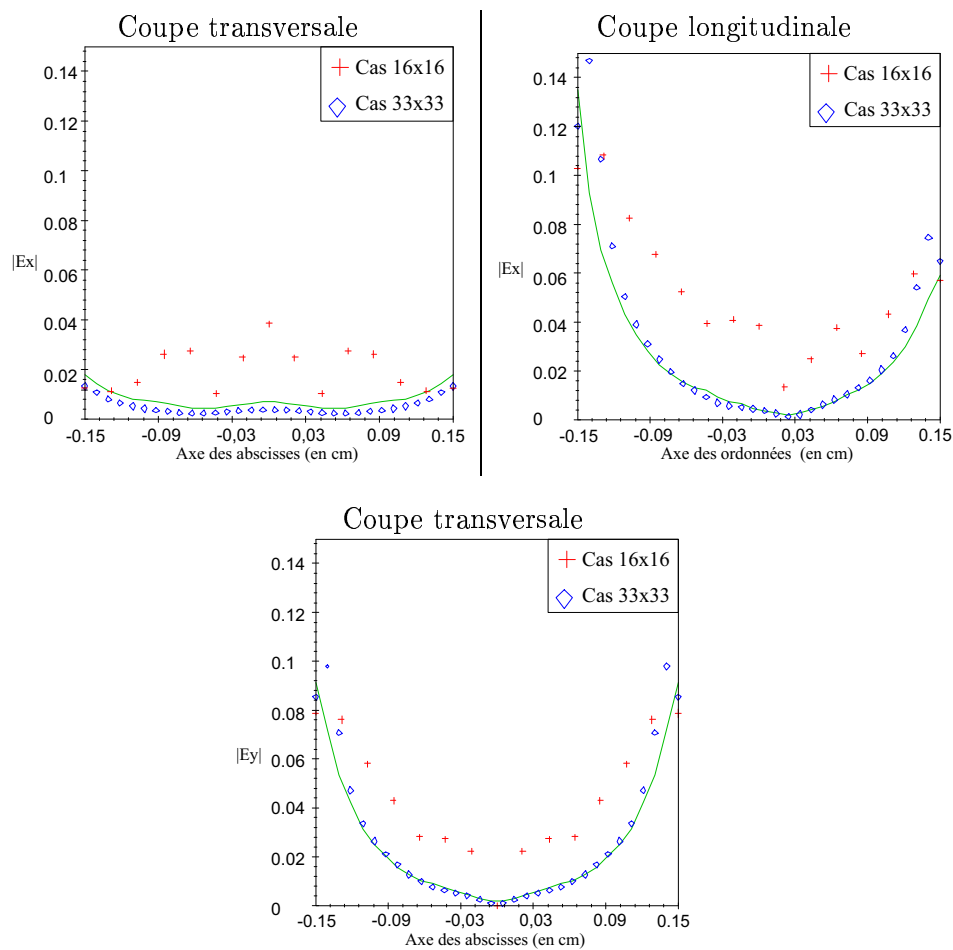


FIG. 6.10: Champ électrique total dans le cylindre de muscle pour le cas 2D-TE

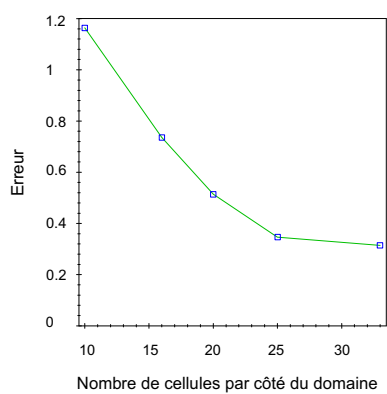


FIG. 6.11: Erreur sur le champ électrique total dans le cylindre de muscle pour le cas 2D-TE

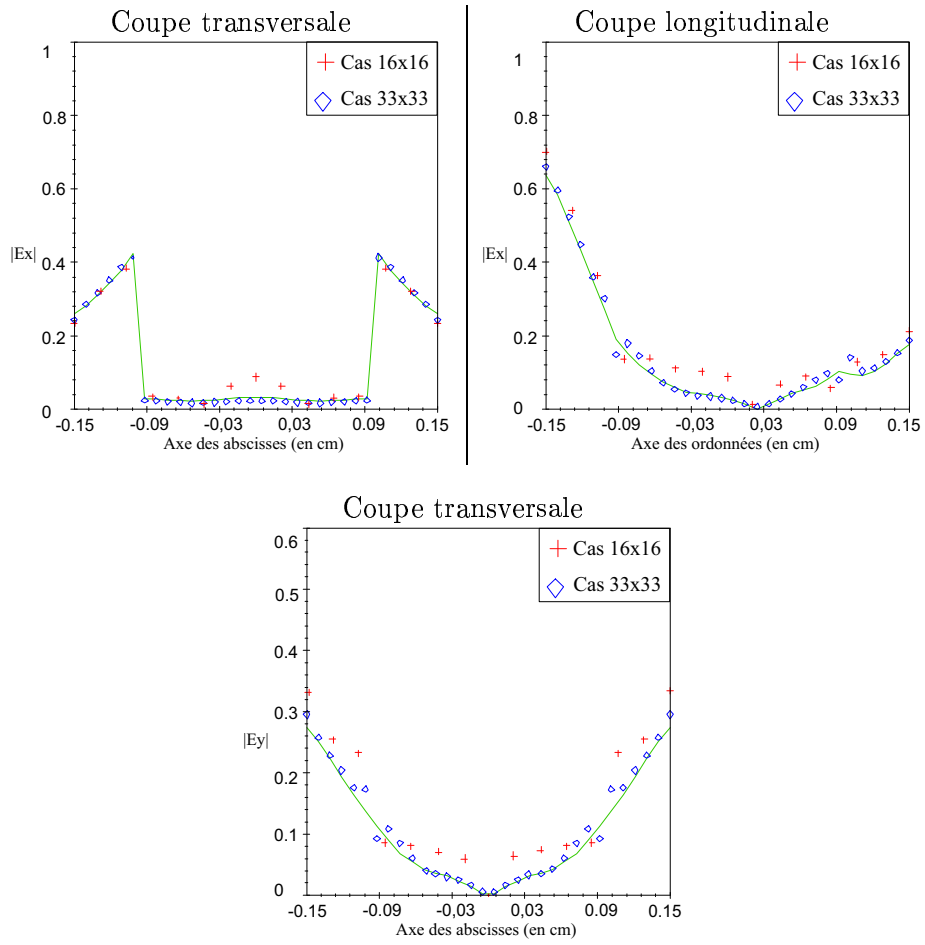


FIG. 6.12: Champ électrique total dans le cylindre hétérogène n°1 pour le cas 2D-TE

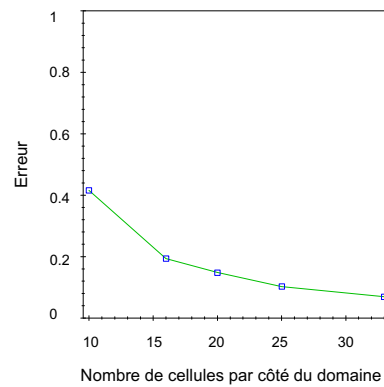


FIG. 6.13: Erreur sur le champ électrique total dans le cylindre hétérogène n°1 pour le cas 2D-TE

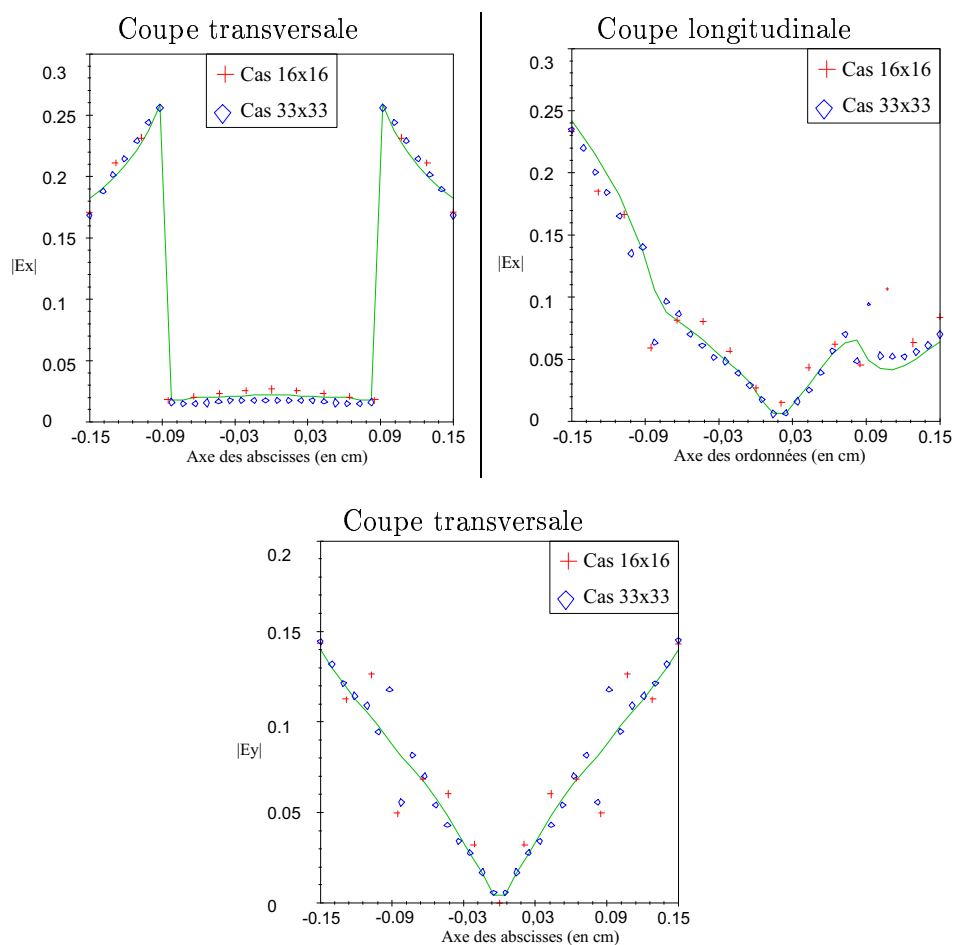


FIG. 6.14: Champ électrique total dans le cylindre hétérogène n°2 pour le cas 2D-TE

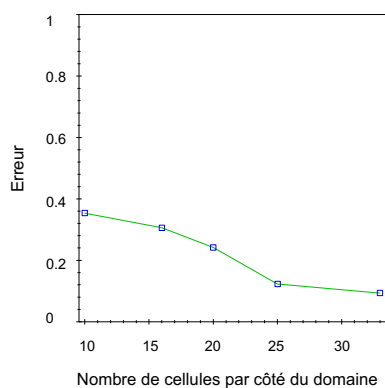


FIG. 6.15: Erreur sur le champ électrique total dans le cylindre hétérogène n°2 pour le cas 2D-TE

champ simulé soit identique au cas analytique, sa forme générale est sensiblement différente. En ce qui concerne le cas C5, champ simulé et analytique sont quasiment similaires. Le calcul de l'erreur reflète bien ce phénomène puisqu'elle est très élevée pour un maillage grossier (>1) mais décroît rapidement à mesure que l'on précise le dessin de l'objet (mailles plus petites, d'où une erreur de discrétisation moindre)

En ce qui concerne les deux cylindres hétérogènes, le calcul sur le champ total apparaît nettement meilleur (figures 6.12, 6.13, 6.14 et 6.15). On distingue aisément le changement de contraste sur les graphes par une rupture du champ électrique. Le cas du maillage C2 présente peu d'erreur par rapport au résultat analytique alors que le cas C5 suit quasiment exactement la forme du champ théorique. Encore une fois, l'erreur illustre bien le phénomène par une décroissance en fonction du nombre de cellules utilisées pour mailler le domaine.

Une remarque doit cependant être faite sur les graphes présentés ici. Les échelles utilisées pour les ordonnées, bien que permettant une lecture facilitée, ne mettent pas en valeur toutes les erreurs de la même manière. Ainsi, pour le cas du cylindre homogène, les graphes utilisent une échelle s'étalant sur l'intervalle $[0-0,15]$ alors que pour les autres cylindres celles-ci sont en général deux fois supérieures. Les écarts sont alors écrasés et les simulations sur cylindres hétérogènes paraissent nettement meilleures.

Cette observation ne peut être utilisée comme défaut à l'encontre de la méthode de calcul mais elle était nécessaire pour éviter tout jugement hâtif. En effet, il est indéniable que les simulations avec le maillage C5 produisent des résultats très proches sinon quasiment identiques à la théorie. Il en est de même pour le calcul de l'erreur qui décroît inexorablement en fonction du nombre de cellules. Mais cette remarque permet de relativiser la valeur de l'erreur sur C2 qui paraît importante pour le cylindre de muscle.

Cette série de calculs a permis de mettre en évidence l'efficacité des simulations en 2D-TE sur des objets constituant des cas d'étude critiques pour les algorithmes basés sur des méthodes de type Point-Segment. Le champ calculé converge vers le champ théorique démontrant ainsi les performances du code.

6.3 Synthèse

Les résultats présentés dans cette section sont issus de tests effectués pour l'imagerie microonde médicale. Les objets choisis représentent des tissus organiques (muscle ou graisse) et affichent d'un point de vue électromagnétique de forts contrastes diélectriques.

Les simulations en polarisation 2D-TM convergent très rapidement vers le cas analytique puisque même pour un maillage grossier les erreurs sont déjà très faibles. Les maillages plus fins permettent, quant à eux, de confir-

mer la convergence et la stabilité de la méthode dans cette polarisation.

La conclusion pour la polarisation 2D-TE, même si elle est un peu différente, va aussi dans ce sens. Les maillages grossiers, définissant moins bien la section des cylindres, montrent leur limite dans cette polarisation et pour les objets étudiés ici. Les calculs des termes $\mathcal{G}_{i,j}^2$, $\mathcal{G}_{i,j}^3$ et $\mathcal{G}_{i,j}^4$ étant beaucoup plus sensibles à des variations de maillage que ceux de $\mathcal{G}_{i,j}^0$ et $\mathcal{G}_{i,j}^1$, il s'ensuit une erreur plus importante sur le cas C2 en 2D-TE qu'en 2D-TM. Néanmoins, l'utilisation de mailles plus petites (cas C5) fait converger le calcul vers le cas analytique. Ceci prouve l'efficacité de la méthode et sa stabilité face à des cellules très petites, défaut présenté par de nombreuses autres méthodes.

Une autre qualité affichée par la méthode développée dans ces pages et absente dans les méthodes traditionnelles de type Point-Segment est sa robustesse face à des objets de fort contraste diélectrique. Tous les objets présentés ici dans la polarisation 2D-TE ont un ε_r élevé face à celui du milieu extérieur et les résultats obtenus sont très fiables.

La méthode de calcul du champ électrique présentée dans ce chapitre peut donc être définie comme fiable et robuste et a la particularité d'être adaptée pour les deux types de polarisation des cas de diffraction en deux dimensions.

6.4 Conclusion

L'utilisation de la méthode des moments généralisés pour des problèmes de diffraction électromagnétique est courante. Elle est en règle générale appliquée avec un système de fonctions de type Point-Segment et aboutit à de très bons résultats en 2D-TM.

En revanche, en polarisation 2D-TE, et avec le même système de fonctions, elle induit de fortes erreurs sur les contrastes élevés ou les fins maillages. En effet, apparaît dans l'équation de propagation, l'opérateur $\nabla\nabla$, qui génère des densités de courant infinies aux interfaces des cellules. La représentation du champ avec des fonctions de base constantes par morceaux ne permet pas de vérifier (ni même au sens des fonctions) l'équation de Maxwell $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$. Ainsi, pour des objets maillés finement ou à fort contraste par rapport au milieu extérieur, les erreurs deviennent importantes.

Une nouvelle méthode prenant ces paramètres en compte a été développée. Deux objectifs étaient fixés :

1. traiter des objets à fort contraste diélectrique ;
2. pouvoir associer dans un même algorithme le calcul du champ électrique dans la polarisation 2D-TE et 2D-TM.

Pour cela un nouveau système de fonctions a été choisi, une fonction toit pour les fonctions de base et une porte pour la fonction de test. Cette association permet de s'affranchir des problèmes rencontrés par une méthode

traditionnelle Point-Segment ou Point-Point mais augmente les temps de calculs.

Les résultats présentés ici confirment la stabilité et la convergence de la méthode pour de nombreux types de contrastes diélectriques et ce dans les deux configurations de polarisation rencontrées dans la nature. Les objets présentés sont considérés comme critiques pour la plupart des algorithmes utilisant des fonctions de base et de test moins complexes. D'autres simulations ont été réalisées pour vérifier le comportement du code avec des objets plus simples. Elles ont à chaque fois donné de très bons résultats.

Dans le cadre des problèmes de diffraction, nous disposons maintenant d'un outil efficace quant au calcul du champ électrique dans les deux configurations de polarisation et pour des contrastes diélectriques variables.

L'étape suivante du processus consiste à adapter et associer cet algorithme avec un code d'optimisation existant déjà au laboratoire afin de simuler des reconstructions de profil diélectrique à partir du champ électrique mesuré ou calculé. Ce sujet constituant l'objet du chapitre suivant est baptisé problème inverse.

Chapitre 7

Problème inverse

Sommaire

7.1	Développement théorique	148
7.1.1	Représentation matricielle générale	149
7.1.2	Définition du problème inverse	151
7.1.3	Méthode du gradient conjugué	152
7.1.4	Méthode de bigradient conjugué	154
7.1.5	Régularisation	155
7.2	Extension polarimétrique et prise en compte de l'anisotropie	157
7.3	Conclusion	158

– N^{elle} Calédonie, l'Île des Pins –– N^{elle} Calédonie, l'Îlot Canard, –

La méthode de calcul du champ diffracté par un objet connu de contraste diélectrique variable ayant été présentée puis testée, on poursuit par l'étude du problème inverse. Celui-ci consiste à retrouver les caractéristiques électromagnétiques (permittivité relative et conductivité) et géométriques d'un corps quelconque à partir de la connaissance du champ incident et de la mesure du champ diffracté.

Plutôt que d'élaborer entièrement un nouveau code d'optimisation, mon travail a consisté dans cette partie, à modifier un code existant déjà au laboratoire. Développé par Dourthe (Dourthe [1997]) et testé dans diverses configurations (Aliferis [2002], Guillaumont et al. [2001]), je l'ai adapté au *code de problème direct avec fonctions toit* présentée dans les deux chapitres précédents.

Une fois l'algorithme présenté dans ses grandes lignes, les extensions nécessaires à la prise en compte du cas 2D-TE sont exposées. Les simulations qui suivent, servent ensuite à valider son association avec le code de problème direct avec fonctions toit et à comparer les profils obtenus dans les deux polarisations.

7.1 Développement théorique

Dans cette première partie, on présente la théorie correspondant au code d'optimisation utilisé avec l'algorithme du problème direct *dans le cas 2D-TM*. Cette méthode est basée sur une résolution du type bigradient conjugué. De plus, afin de prendre en compte des concepts liés à des objets réels, une méthode dite de régularisation peut être utilisée. Celle-ci peut permettre la prise en compte de l'homogénéité des matériaux reconstruits et de la discontinuité des profils de permittivité. Ayant été développé et présenté en détail par Dourthe (Dourthe [1997]) puis modifié par Aliferis (Aliferis [2002]), l'algorithme sera exposé ici uniquement dans ses grandes lignes.

Faisant suite à ces développements, une extension pour la prise en compte de la polarisation 2D-TE sera proposée. Certains paramètres comme

la matrice du contraste de permittivité devront être reformulés pour cette polarisation.

7.1.1 Représentation matricielle générale

On suppose que le domaine étudié dans lequel sont placées les hétérogénéités est maillé en $N_x \times N_y$ cellules soit $N_C = (N_x + 1) \times (N_y + 1)$ coins. En dehors de celui-ci se trouvent N_M points de mesure et N_S points d'émission¹. En chacun des N_M points, le champ diffracté est mesuré pour chacune des N_S ondes incidentes et de N_F fréquences.

Le point de départ du développement matriciel est constitué du système élaboré dans la section 5.3.1 page 118 pour la résolution du problème direct du cas 2D-TM :

$$\mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{inc}} = \left(\mathbf{G}_{\text{int}}^0 - k_0^2 \mathbf{G}_{\text{int}}^1 \chi \right) \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{tot}}$$

et de celui développé dans la section 5.3.2 page 122 pour le cas 2D-TE :

$$\mathbf{E}_{\text{TE}}^{\text{inc}} = \begin{pmatrix} \mathbf{G}_{\text{int}}^0 - \left(k_0^2 \mathbf{G}_{\text{int}}^1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^2 \right) \chi & \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^4 \chi \\ \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^4 \chi & \mathbf{G}_{\text{int}}^0 - \left(k_0^2 \mathbf{G}_{\text{int}}^1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^3 \right) \chi \end{pmatrix} \mathbf{E}_{\text{TE}}^{\text{tot}}$$

Ce système est appelé *Équations d'État*. Il est possible de le reformuler pour mettre en évidence la matrice diagonale χ contenant les valeurs χ_i . Ces variables constituent les données électromagnétiques du problème :

$$\mathbf{E}_{\alpha}^{\text{inc}} = \left(\mathbf{I}_{\alpha}^0 - \mathbf{G}_{\alpha}^{\text{OO}} \chi_{\alpha} \right) \mathbf{E}_{\alpha}^{\text{tot}} \quad (7.1)$$

où $\alpha = \text{TM}$ ou TE .

En supposant que la matrice $(\mathbf{I}_{\alpha}^0 - \chi_{\alpha} \mathbf{G}_{\alpha}^{\text{OO}})$ est inversible, cette équation peut être réécrite pour afficher les inconnues en fonction des données :

$$\mathbf{E}_{\alpha}^{\text{tot}} = \left(\mathbf{I}_{\alpha}^0 - \mathbf{G}_{\alpha}^{\text{OO}} \chi_{\alpha} \right)^{-1} \mathbf{E}_{\alpha}^{\text{inc}} \quad (7.2)$$

En fonction de la polarisation étudiée et pour reprendre les notations définies en (5.50) page 110, on représente les matrices comme dans le tableau 7.1.

¹Dans le cas d'ondes incidentes planes, les sources se trouvent à l'infini et N_S représentera le nombre d'angles d'incidence par rapport à la normale (définie par l'axe des ordonnées)

	Cas 2D-TM	Cas 2D-TE
\mathbf{I}_α^0	$\mathbf{G}_{\text{int}}^0$	$\begin{pmatrix} \mathbf{G}_{\text{int}}^0 & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{G}_{\text{int}}^0 \end{pmatrix}$
χ_α	χ	$\begin{pmatrix} \chi & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \chi \end{pmatrix}$
$\mathbf{G}_\alpha^{\text{OO}}$	$k_0^2 \mathbf{G}_{\text{int}}^1$	$\begin{pmatrix} k_0^2 \mathbf{G}_{\text{int}}^1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^2 & \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^4 \\ \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^4 & k_0^2 \mathbf{G}_{\text{int}}^1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^3 \end{pmatrix}$

TAB. 7.1: Représentation des matrices en fonction de la polarisation étudiée

En polarisation 2D-TM les dimensions de \mathbf{I}_α^0 , χ_α et $\mathbf{G}_\alpha^{\text{OO}}$ sont de $N_C \times N_C$ éléments tandis qu'en polarisation 2D-TE, elles seront égales à $2N_C \times 2N_C$ éléments.

L'idée est identique pour le calcul du champ diffracté :

$$\mathbf{E}_\alpha^{\text{diff}} = \mathbf{G}_\alpha^{\text{OR}} \chi_\alpha \mathbf{E}_\alpha^{\text{tot}} \quad \text{où } \alpha = \mathbf{TM} \text{ ou } \mathbf{TE}. \quad (7.3)$$

Cette équation est baptisée *Équation aux Données* et permet d'obtenir la valeur du champ électrique diffracté par l'objet en *tout point* du domaine. Pour cela la connaissance de la matrice $\mathbf{G}_\alpha^{\text{OR}}$ et du champ total dans l'objet $\mathbf{E}_\alpha^{\text{tot}}$ est prépondérante.

Le calcul de $\mathbf{E}_\alpha^{\text{tot}}$ a déjà été présenté dans le chapitre précédent. En ce qui concerne celui de la matrice $\mathbf{G}_\alpha^{\text{OR}}$, il se déduit de $\mathbf{G}_\alpha^{\text{OO}}$ développé lui aussi dans le chapitre précédent. La relation entre ces deux termes est expliquée dans l'annexe A et se schématise par une translation des variables de la fonction de test dans le développement de la formulation. Les calculs de $\mathbf{G}_\alpha^{\text{OR}}$ sont donc très similaires à ceux de $\mathbf{G}_\alpha^{\text{OO}}$. Les résultats de simulation pour le problème direct démontrent l'exactitude de la méthode et des calculs des termes constitutifs de la matrice $\mathbf{G}_\alpha^{\text{OO}}$. Les simulations réalisées en parallèle sur l'évaluation de $\mathbf{G}_\alpha^{\text{OR}}$, ne remettent pas en cause cette exactitude pour le calcul du champ diffracté $\mathbf{E}_\alpha^{\text{diff}}$.

Ainsi, à partir de (7.2) et (7.3) on peut dorénavant représenter la matrice du champ diffracté en fonction de celle du champ incident par :

$$\mathbf{E}_\alpha^{\text{diff}} = \mathbf{G}_\alpha^{\text{OR}} \chi_\alpha \left(\mathbf{I}_\alpha^0 - \mathbf{G}_\alpha^{\text{OO}} \chi_\alpha \right)^{-1} \mathbf{E}_\alpha^{\text{inc}} \quad (7.4)$$

Les matrices colonne représentant les champs électriques \mathbf{E}^{inc} , \mathbf{E}^{tot} et \mathbf{E}^{diff} contiennent respectivement N_C , N_C et N_M éléments pour la polarisation 2D-TM et $2N_C$, $2N_C$ et $2N_M$ éléments pour la polarisation 2D-TE.

Il en est de même pour la matrice $\mathbf{G}_\alpha^{\text{OR}}$ qui sera constituée de $N_C \times N_M$ termes pour la polarisation 2D-TM et de $2N_C \times 2N_M$ éléments pour la polarisation 2D-TE.

L'équation (7.4) est vérifiée pour chacune des N_F fréquences et N_S émissions.

Les équations constitutives du système linéaire sont maintenant définies en fonction de χ_α pour chaque fréquence et point source, il est donc possible de passer à l'élaboration des formules qui vont permettre d'établir le code du problème inverse dans le cas de la polarisation 2D-TM. Dans ce cas, comme défini dans le tableau 7.1, $\chi_{\text{TM}} = \chi$ et peut s'écrire sous la forme :

$$\chi_{\text{TM}} = \text{diag}(\varepsilon_{r,m}) - j \frac{\text{diag}(\sigma_m)}{\varepsilon_0 \omega} - \left(\varepsilon_{r,\text{ext}} - j \frac{\sigma_{\text{ext}}}{\varepsilon_0 \omega} \right) \mathbf{I}_{N_C} \quad (7.5)$$

où $\text{diag}(\mathbf{A})$ est la matrice diagonale contenant les éléments A_i de la matrice colonne \mathbf{A} , et \mathbf{I}_{N_C} la matrice identité de taille $N_C \times N_C$.

7.1.2 Définition du problème inverse

Le problème consiste à retrouver les caractéristiques électromagnétiques (permittivité relative et conductivité) d'un objet à partir de la seule connaissance des champs électriques incident et diffracté et des propriétés de la zone testée.

Dans le cas de la polarisation 2D-TM, les données du problème sont :

- les propriétés électromagnétiques du domaine sondé Σ ;
- la disposition des N cellules et N_C coins du maillage ;
- la position des N_M points de mesure² et des N_S points source ;
- les valeurs du champ incident aux N_C coins du maillage pour chacun des N_S points source et des N_F fréquences ;
- les valeurs du champ diffracté aux N_M points de mesure pour chacun des N_S points source et des N_F fréquences.

Le but du problème inverse est de trouver le vecteur χ qui satisfasse l'équation (7.4). Pour y parvenir, une méthode itérative est appliquée : pour chacun des N_C coins du maillage, une valeur initiale χ_i^0 du contraste est fixée. Ceux-ci sont rangés dans une matrice diagonale χ^0 pour créer une série de valeurs du champ diffracté rangées dans la matrice colonne $\mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{diff}}$,

²On notera L_M l'ensemble de ces points.

l'objectif est de trouver les propriétés d'un objet qui donne le même champ diffracté que l'objet inconnu.

À cette fin, une fonctionnelle coût qui mesure la distance entre le champ diffracté de référence – donné par l'objet recherché – et le champ diffracté par l'objet de chaque itération, est construite :

$$J(\chi) \triangleq \sum_{f=1}^{N_F} \sum_{s=1}^{N_S} \|\mathbf{r}_{f,s}(\chi)\|_{L_M}^2 \quad (7.6)$$

où

$$\mathbf{r}_{f,s}(\chi) = \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{diff}} - \mathbf{G}_{\text{TM}}^{\text{OR}} \chi_{\text{TM}} \left(\mathbf{I}_{\text{TM}}^0 - \mathbf{G}_{\text{TM}}^{\text{OO}} \chi_{\text{TM}} \right)^{-1} \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{inc}} \quad (7.7)$$

On note $\|\cdot\|_{L_M}$ la norme associée au produit scalaire $\langle \cdot, \cdot \rangle_{L_M}$ de l'espace $\mathcal{L}^2(L_M)$ des fonctions complexes de carré intégrable dans L_M . Dans le cas continu, le produit scalaire de deux fonctions est donné par :

$$\langle u, v \rangle_{L_M} = \int_{L_M} u(\boldsymbol{\rho}) v^*(\boldsymbol{\rho}) d\boldsymbol{\rho} \quad (7.8)$$

et pour le cas discret, cette définition devient :

$$\langle u, v \rangle_{L_M} = \sum_{m=1}^{N_M} u(\boldsymbol{\rho}_m) v^*(\boldsymbol{\rho}_m) \quad (7.9)$$

où la notation z^* est employée pour le complexe conjugué de z .

La fonctionnelle coût (7.6) a une dépendance non linéaire en χ . Sa minimisation aboutira à la solution du problème inverse, c'est-à-dire à la matrice χ qui produit le champ diffracté le plus proche du champ diffracté de référence.

7.1.3 Méthode du gradient conjugué

Afin de minimiser la fonctionnelle coût (7.6), une méthode de gradient conjugué non-linéaire avec la variante Polak-Ribière est utilisée. La suite des matrices χ^k ($k \geq 0$) est construite d'après les relations :

$$\chi_{\text{TM}}^{k+1} = \chi_{\text{TM}}^k + \alpha^k \boldsymbol{\eta}^k \quad (7.10)$$

où :

$$\eta^k = \begin{cases} \mathbf{g}^0 & k = 0 \\ \mathbf{g}^k + \beta^k \eta^{k-1} & k \geq 1 \end{cases} \quad (7.11)$$

$$\mathbf{g}^k = \nabla J(\chi_{\text{TM}}^k) \quad (7.12)$$

$$\alpha^k : \frac{\partial}{\partial \alpha^k} J(\chi_{\text{TM}}^{k+1}) = 0 \quad (7.13)$$

$$\beta^k = \frac{\langle \mathbf{g}^k, \mathbf{g}^k - \mathbf{g}^{k-1} \rangle_{\Sigma}}{\|\mathbf{g}^{k-1}\|_{D_d}^2} \quad (7.14)$$

Dans un premier temps il est nécessaire de calculer le gradient \mathbf{g}^k de la fonctionnelle coût. En utilisant son développement de Taylor à l'ordre 1 pour la $(k+1)^{\text{ème}}$ itération, on aboutit à l'écriture :

$$J(\chi_{\text{TM}}^{k+1}) = J(\chi_{\text{TM}}^k) + \alpha^k \langle \nabla J(\chi_{\text{TM}}^k), \eta^k \rangle_{\Sigma} \quad (7.15)$$

$$= J(\chi_{\text{TM}}^k) + \alpha^k \langle \nabla_{\varepsilon_r} J(\chi_{\text{TM}}^k), \eta_{\varepsilon_r}^k \rangle_{\Sigma} + \alpha^k \langle \nabla_{\sigma} J(\chi_{\text{TM}}^k), \eta_{\sigma}^k \rangle_{\Sigma} \quad (7.16)$$

$$= J(\chi_{\text{TM}}^k) + \alpha^k \langle \mathbf{g}_{\varepsilon_r}^k, \eta_{\varepsilon_r}^k \rangle_{\Sigma} + \alpha^k \langle \mathbf{g}_{\sigma}^k, \eta_{\sigma}^k \rangle_{\Sigma} \quad (7.17)$$

Deux nouvelles matrices sont définies :

$$\mathbf{d}^k = \eta_{\varepsilon_r}^k - j \frac{1}{\omega \varepsilon_0} \eta_{\sigma}^k \quad (7.18)$$

$$\mathbf{A}^k = [\mathbf{I}_{N_C} - \mathbf{G}^0 \mathbf{C}(\chi^k)]^{-1} \quad (7.19)$$

Le gradient de la fonctionnelle coût (7.6) a été calculé par Dourthe (Dourthe [1997]) :

$$\begin{aligned} \mathbf{g}_{\varepsilon_r}^k &= -2 \sum_{f=1}^{N_F} \sum_{s=1}^{N_S} \text{Re} \left(\text{diag} \left(\mathbf{A}^k \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{inc}} \right)^* \mathbf{A}^{k*} \mathbf{G}_{\text{TM}}^{\text{OR}\dagger} \mathbf{r}_{f,s}(\chi^k) \right) \\ \mathbf{g}_{\sigma}^k &= -2 \frac{1}{\omega \varepsilon_0} \sum_{f=1}^{N_F} \sum_{s=1}^{N_S} \text{Im} \left(\text{diag} \left(\mathbf{A}^k \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{inc}} \right)^* \mathbf{A}^{k*} \mathbf{G}_{\text{TM}}^{\text{OR}\dagger} \mathbf{r}_{f,s}(\chi^k) \right) \end{aligned}$$

et le coefficient d'échelle α^k est donné par :

$$\alpha^k = \frac{\sum_{f=1}^{N_F} \sum_{s=1}^{N_S} \text{Re} \left\langle \mathbf{r}_{f,s}(\chi^k), \mathbf{G}_{\text{TM}}^{\text{OR}} \mathbf{A}^{kT} \text{diag} \left(\mathbf{A}^k \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{inc}} \right) \mathbf{d}^k \right\rangle_{L_M}}{\left\| \mathbf{G}_{\text{TM}}^{\text{OR}} \mathbf{A}^{kT} \text{diag} \left(\mathbf{A}^k \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{inc}} \right) \mathbf{d}^k \right\|_{L_M}^2}$$

On note \mathbf{A}^\dagger la matrice hermitienne de \mathbf{A} , qui est égale au complexe conjugué de la matrice \mathbf{A}^T .

La direction de descente η^k est alors calculée à chaque itération en injectant la valeur de g^k dans l'équation (7.11) avec β^k donné par l'équation (7.14).

Remarque 5 *La définition de la matrice \mathbf{A}^k (7.19) correspond à la résolution du problème direct pour l'objet courant, à chaque itération du problème inverse.*

Cette technique donne de très bons résultats pour les études en monofréquence. Ce n'est malheureusement pas le cas en multifréquence (Dourthe [1997]).

Le manque d'efficacité de cette méthode en multifréquence peut être expliqué par une approche physique du problème. Au cours de la simulation, l'évolution des deux paramètres électromagnétiques des objets (permittivité relative et conductivité) est considérée de manière totalement similaire en fonction de la fréquence. L'indépendance du comportement fréquentiel de ε_r et de σ n'est plus assurée. Les deux variables sont couplées et ne peuvent pas converger de façon indépendante. Il paraît alors nécessaire de découpler l'étude du gradient et des variables le caractérisant.

7.1.4 Méthode de bigradient conjugué

Dorénavant la fonctionnelle coût (7.6) dépend séparément de deux variables, notamment des vecteurs ε_r et σ :

$$J(\varepsilon_r, \sigma) \triangleq \sum_{f=1}^{N_F} \sum_{s=1}^{N_S} \|\mathbf{r}_{f,s}(\varepsilon_r, \sigma)\|_{L_M}^2 \quad (7.20)$$

et la méthode du gradient conjugué non-linéaire est appliquée indépendamment pour chaque vecteur. Ainsi, au cours de la minimisation, chaque vecteur évolue séparément de l'autre, ce qui correspond mieux à l'aspect physique du problème.

Les séries de vecteurs sont créées ainsi,

$$\begin{aligned} \varepsilon_r^{k+1} &= \varepsilon_r^k + \alpha_{\varepsilon_r}^k \eta_{\varepsilon_r}^k \\ \sigma^{k+1} &= \sigma^k + \alpha_{\sigma}^k \eta_{\sigma}^k \end{aligned}$$

où :

$$\begin{aligned}
 \eta_{\varepsilon_r}^k &= \begin{cases} \mathbf{g}_{\varepsilon_r}^0 & k = 0 \\ \mathbf{g}_{\varepsilon_r}^k + \beta_{\varepsilon_r}^k \eta_{\varepsilon_r}^{k-1} & k \geq 1 \end{cases} \\
 \eta_{\sigma}^k &= \begin{cases} \mathbf{g}_{\sigma}^0 & k = 0 \\ \mathbf{g}_{\sigma}^k + \beta_{\sigma}^k \eta_{\sigma}^{k-1} & k \geq 1 \end{cases} \\
 \mathbf{g}_{\varepsilon_r}^k &= \nabla_{\varepsilon_r} J(\varepsilon_r^k, \sigma^k) \\
 \mathbf{g}_{\sigma}^k &= \nabla_{\sigma} J(\varepsilon_r^k, \sigma^k) \\
 \alpha_{\varepsilon_r}^k &: \frac{\partial}{\partial \alpha_{\varepsilon_r}^k} J(\varepsilon_r^{k+1}, \sigma^{k+1}) = 0 \\
 \alpha_{\sigma}^k &: \frac{\partial}{\partial \alpha_{\sigma}^k} J(\varepsilon_r^{k+1}, \sigma^{k+1}) = 0 \\
 \beta_{\varepsilon_r}^k &= \frac{\langle \mathbf{g}_{\varepsilon_r}^k, \mathbf{g}_{\varepsilon_r}^k - \mathbf{g}_{\varepsilon_r}^{k-1} \rangle_{D_d}}{\|\mathbf{g}_{\varepsilon_r}^{k-1}\|_{D_d}^2} \\
 \beta_{\sigma}^k &= \frac{\langle \mathbf{g}_{\sigma}^k, \mathbf{g}_{\sigma}^k - \mathbf{g}_{\sigma}^{k-1} \rangle_{D_d}}{\|\mathbf{g}_{\sigma}^{k-1}\|_{D_d}^2}
 \end{aligned}$$

Les expressions pour les gradients $\mathbf{g}_{\varepsilon_r}^k$, \mathbf{g}_{σ}^k sont identiques à celles du paragraphe précédent ; les coefficients d'échelle $\alpha_{\varepsilon_r}^k$, α_{σ}^k ont quant à eux une forme plus complexe et ils sont calculés par Dourthe (Dourthe [1997]).

7.1.5 Régularisation

Le problème de reconstruction des paramètres du domaine Σ est réputé mal posé, ce qui nécessite l'utilisation d'une méthode de régularisation. Celle-ci fournit à l'algorithme une information supplémentaire *a priori*, qui concerne les propriétés de la solution envisagée.

Cette information peut être, par exemple, que l'objet inconnu sera à profil lisse, sans discontinuités. Cette régularisation, appelée « régularisation de Tikhonov » (Tikhonov and Arsenin [1977]), est la plus employée en imagerie microonde quantitative. La méthode appliquée ici est basée sur une technique de préservation de discontinuités et développée par Lobel (Lobel et al. [1997a]).

Les méthodes de régularisation déterministe utilisées, modifient la fonctionnelle coût de la formule (7.6) en ajoutant un terme de la forme :

$$\zeta^2 \iint_{D_d} \phi(\|\nabla \chi(\rho)\|) d\rho \quad (7.21)$$

ou, pour une dépendance séparée en ε_r et σ :

$$\zeta_{\varepsilon_r}^2 \iint_{D_d} \phi(\|\nabla \varepsilon_r(\rho)\|) d\rho + \zeta_{\sigma}^2 \iint_{D_d} \phi(\|\nabla \sigma(\rho)\|) d\rho \quad (7.22)$$

Pour les problèmes discrets, la première intégrale s'écrit :

$$\zeta^2 \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \phi(\|(\nabla \chi)_{i,j}\|) \quad (7.23)$$

où la norme du gradient d'une matrice est définie à l'annexe B (relation (B.3), page 223).

L'information pour la résolution du problème direct provient maintenant de deux sources : le champ diffracté de référence et la régularisation. Les poids ζ sont choisis selon le degré de crédibilité associé à chaque type d'information. Si les données de mesure du champ diffracté sont fiables, ils peuvent être faibles ; tandis que dans le cas contraire, il faudra augmenter l'importance de l'information a priori.

L'influence du terme de régularisation dans la procédure de minimisation de la fonctionnelle coût dépend de la forme de la fonction $\phi(\cdot)$. Par exemple, pour la régularisation de type Tikhonov, $\phi(t) = t^2$. Ce choix conduit à la minimisation du carré de la norme du gradient du contraste, et la solution obtenue a un profil lisse en $\varepsilon_r(\rho)$ et en $\sigma(\rho)$.

La régularisation avec préservation des discontinuités fournit une solution lisse sur la région homogène en dehors de la discontinuité et accentue les bords de celle-ci. Les régions avec des variations plus faibles qu'un seuil de détection, fixé au départ, sont lissées. Ainsi, cette méthode se prête à la reconstruction de profils composés des zones lisses, séparées par des discontinuités franches. Pour avoir le comportement décrit, la fonction ϕ doit satisfaire les trois conditions suivantes :

$$\bullet \lim_{t \rightarrow 0} \frac{\phi'(t)}{t} = M < \infty \quad \begin{array}{l} \text{lissage isotropique} \\ \text{dans les régions homogènes} \end{array} \quad (7.24a)$$

$$\bullet \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\phi'(t)}{t} = 0 \quad \text{préservation des discontinuités} \quad (7.24b)$$

$$\bullet \frac{\phi'(t)}{t} \text{ strictement décroissante} \quad \text{stabilité de la reconstruction} \quad (7.24c)$$

Deux fonctions pouvant être utilisées pour la régularisation avec préservation de discontinuités sont :

$$\phi_{gc}(t) = \frac{t^2}{1+t^2} \quad \phi'_{gc}(t) = \frac{2t}{(1+t^2)^2} \quad \text{Geman \& Mc Clure} \quad (7.25)$$

$$\phi_{hl}(t) = \log(1+t^2) \quad \phi'_{hl}(t) = \frac{2t}{(1+t^2)} \quad \text{Hebert \& Leahy} \quad (7.26)$$

Pour l'intégration de la régularisation dans la méthode du bigradient

conjugué, la fonctionnelle coût de (7.20) est écrite sous la forme :

$$J(\boldsymbol{\varepsilon}_r, \boldsymbol{\sigma}) = \sum_{f=1}^{N_F} \sum_{s=1}^{N_S} \|\mathbf{r}_{f,s}(\boldsymbol{\varepsilon}_r, \boldsymbol{\sigma})\|_{L_M}^2 + \zeta_{\varepsilon_r}^2 \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \phi\left(\frac{\|(\nabla \boldsymbol{\varepsilon}_r)_{i,j}\|}{\delta_{\varepsilon_r}}\right) + \zeta_{\sigma}^2 \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \phi\left(\frac{\|(\nabla \boldsymbol{\sigma})_{i,j}\|}{\delta_{\sigma}}\right) \quad (7.27)$$

où δ_{ε_r} et δ_{σ} sont, respectivement, le seuil de détection des discontinuités en permittivité et en conductivité.

Le gradient de la fonctionnelle coût doit alors être reformulé et un certain nombre de paramètres définis. Pour plus de précisions, on se référera aux calculs présentés dans la thèse de Dourthe (Dourthe [1997]).

7.2 Extension polarimétrique et prise en compte de l'anisotropie

La méthode d'optimisation permettant de résoudre le problème inverse en polarisation 2D-TM vient d'être présentée. Il reste à décrire les fonctions supplémentaires que j'ai ajoutées pour la prise en compte de la polarisation 2D-TE et 2D-TM, et de l'isotropie.

En polarisation 2D-TE, les calculs restent identiques puisque issus de l'équation (7.7) mais avec des matrices sensiblement plus grandes. Les indices **TE** y remplacent les **TM** et les matrices sont définies comme dans le tableau 7.1 page 150. Ainsi, il est important de noter que la matrice contraste $\boldsymbol{\chi}_{\text{TE}}^k$ est une matrice carrée, diagonale et de dimensions $2N_C \times 2N_C$ contenant donc $2N_C$ valeurs non nulles caractérisant le contraste diélectrique.

Le code de problème inverse décrit dans ces lignes est donc capable de considérer les deux polarisations de l'imagerie bidimensionnelle.

Dans ces conditions, on peut reprendre les développements élaborés section 5.4 page 124. La définition du tenseur $\vec{\chi}$ (équation (5.74)) est donnée par :

$$\vec{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_x & 0 & 0 \\ 0 & \chi_y & 0 \\ 0 & 0 & \chi_z \end{pmatrix}$$

et les relations matricielles qui en découlent sont les suivantes :

$$\mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{inc}} = \left(\mathbf{G}_{\text{int}}^0 - k_0^2 \mathbf{G}_{\text{int}}^1 \boldsymbol{\chi}_z \right) \mathbf{E}_{\text{TM}}^{\text{tot}}$$

$$\mathbf{E}_{\text{TE}}^{\text{inc}} = \begin{pmatrix} \mathbf{G}_{\text{int}}^0 - \left(k_0^2 \mathbf{G}_{\text{int}}^1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^2 \right) \chi_x & \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^4 \chi_y \\ \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^4 \chi_x & \mathbf{G}_{\text{int}}^0 - \left(k_0^2 \mathbf{G}_{\text{int}}^1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \mathbf{G}_{\text{int}}^3 \right) \chi_y \end{pmatrix} \mathbf{E}_{\text{TE}}^{\text{tot}}$$

Cette définition montre que le logiciel développé est aussi capable de traiter des cas de reconstruction de milieux et d'objets anisotropes.

À chaque itération et en polarisation 2D-TE, les valeurs calculées χ_i et χ_{N_C+i} (avec $i = 1$ à N_C) correspondent au même coin dans le maillage du domaine. Les N_C premières valeurs χ_i se rapportent au terme $\chi_{\mathbf{x}}$ du tenseur de contraste diélectrique et les N_C suivantes à $\chi_{\mathbf{y}}$.

Il suffit ensuite de faire tourner le logiciel sur le même cas mais dans la polarisation 2D-TM pour avoir accès au terme $\chi_{\mathbf{z}}$ du tenseur.

Il en est tout autrement dans le cas d'une étude avec isotropie (où $\chi_{\mathbf{x}} = \chi_{\mathbf{y}} = \chi_{\mathbf{z}}$). Avec la polarisation 2D-TM, cela ne pose aucun problème, puisque seul intervient le terme $\chi_{\mathbf{z}}$ dans l'équation (7.7). En revanche, en polarisation 2D-TE, les termes $\chi_{\mathbf{x}}$ et $\chi_{\mathbf{y}}$, calculés à chaque itération, ne seront pas forcément égaux, ce qui est en contradiction avec la définition même de l'isotropie imposant $\chi_{\mathbf{x}} = \chi_{\mathbf{y}}$.

N'ayant aucune information a priori sur l'isotropie du matériau étudié, lors de la minimisation de la fonctionnelle coût $J(\chi_{\text{TE}}^{\mathbf{k}})$, le code générera alors à chaque itération des valeurs de contraste ne prenant pas en compte l'isotropie du milieu et rares seront les cas où l'égalité $\chi_{N_C+i} = \chi_i$ sera vérifiée numériquement.

Pour remédier à cette lacune, dans le cas où une information a priori est connue sur l'isotropie, une contrainte supplémentaire sera imposée au cours des itérations, dans le cas de la polarisation 2D-TE.

Jugeant que l'information sur le contraste provient aussi bien des termes $\chi_{\mathbf{x}}$ et $\chi_{\mathbf{y}}$, la moyenne de ces deux contrastes est réalisée suivant une période T_M , au cours du processus itératif puis réinjectée dans l'algorithme pour chaque coin du maillage. Il en résulte alors une valeur de contraste final pour $\chi_{\mathbf{x}}$ et $\chi_{\mathbf{y}}$ identique.

Cette information sur l'isotropie constitue donc une donnée *a priori* sur la caractérisation électromagnétique du profil reconstruit au même titre que l'utilisation de la régularisation qui, elle, s'applique sur la forme et l'homogénéité des objets recherchés.

7.3 Conclusion

Dans le cadre de leur thèse, Lobel et Dourthe ont proposé chacun une solution au problème inverse d'imagerie microonde, respectivement, en mo-

nofréquence et multifréquence. Celle-ci permet de générer le profil électromagnétique d'un objet inconnu à partir de la seule connaissance des champs électriques incident et diffracté ainsi que des propriétés géométriques du domaine testé.

À cette fin, on construit une fonctionnelle coût qui mesure la distance entre le champ diffracté de référence – donné par l'objet recherché – et le champ diffracté par l'objet de chaque itération.

En multifréquence, l'optimisation de cette fonctionnelle se fait par application d'une méthode de bigradient conjugué. De plus, pour prendre en compte l'homogénéité des objets reconstruits, il est possible d'ajouter à la fonctionnelle un terme de régularisation.

Ma contribution dans ce problème d'inversion aura consisté à étendre les possibilités de l'algorithme de reconstruction aux polarisations 2D-TM et 2D-TE en multifréquence. Cette idée constitue la suite logique, dans le cadre de l'imagerie microonde, du code de problème direct élaboré au chapitre 5 et des travaux exposés dans la partie expérimentale sur l'intérêt de la polarimétrie dans les mesures.

Pour cela, et en prenant en compte les aspects spécifiques de cette polarisation, quelques modifications du code ont été nécessaires. De plus, grâce à la diversité de polarisation de l'imagerie bidimensionnelle, il est possible d'étudier des objets anisotropes ou isotropes .

La transformation du code étant maintenant effectuée, il reste à présenter quelques résultats significatifs de ses nouvelles capacités.

Chapitre 8

Résultats numériques

Sommaire

8.1	Modélisation du champ incident	163
8.1.1	Ondes planes	163
8.1.2	Champ d'antennes	164
8.2	Modélisation du bruit de mesure	165
8.3	Cas d'étude	166
8.3.1	Démarche adoptée pour les reconstructions	168
8.4	Résultats initiaux en 2D-TM avec le code en Point/Segment	170
8.4.1	Résultats préliminaires	171
8.4.2	Etude sur le bruit	173
8.4.3	Synthèse	173
8.5	Etude polarimétrique	175
8.5.1	Configuration I : Cas 2D-TM avec ondes planes	175
8.5.2	Configuration II : Cas 2D-TM avec champ d'antennes	177
8.5.3	Synthèse sur la polarisation 2D-TM	181
8.5.4	Configuration III : Cas 2D-TE avec ondes planes	183
8.5.5	Configuration IV : Cas 2D-TE avec champ d'antennes	188
8.5.6	Synthèse sur la polarisation 2D-TE	193
8.5.7	Synthèse sur le code élaboré	195
8.6	Combinaison de polarisation	195
8.6.1	Combinaison de polarisation pour un champ incident en ondes planes	196
8.6.2	Poids de la polarisation 2D-TE sur la combinaison de polarisation en ondes planes	197
8.6.3	Combinaison de polarisation avec champ d'antennes	198
8.6.4	Synthèse	200
8.7	Prise en compte de l'anisotropie	201
8.7.1	Configuration des simulations	201
8.7.2	Résultats obtenus	202
8.7.3	Synthèse	204



– Lille, Le Zénith –

Le développement théorique du problème inverse étant présenté, il est maintenant possible de l'éprouver sur une configuration test. Ce chapitre est construit comme suit :

- Premièrement, les deux types de champ incident à disposition sont présentés : le rayonnement en champ proche des antennes ultra-large bande ou en champ lointain (sous forme d'ondes planes).
- Puis est exposée la méthode adoptée pour prendre en compte le bruit issu des mesures. En effet, toujours dans le but de se rapprocher d'une configuration expérimentale, il est nécessaire de s'intéresser à la perturbation issue des appareils de mesure, ce qui se traduit par l'ajout de bruit sur le champ diffracté.
- Enfin, différentes reconstructions de profil de permittivité d'un objet test sont exposées en fonction de différents paramètres tels que le choix de la polarisation, du champ incident ou de l'ajout ou non de bruit sur les mesures.

Cette étude ne se veut absolument pas exhaustive, elle est effectuée dans le but de présenter les potentialités apportées par la prise en compte de la polarisation en deux dimensions.

Dans ces conditions, nous ne présentons pas une étude systématique basée sur l'influence du nombre de fréquences, de la taille de l'intervalle fréquentiel, de la longueur de la ligne de mesure, du nombre d'incidences ou de points de mesure, etc.¹. En revanche, l'étude des paramètres définissant l'utilisation des différentes polarisations constitue l'idée directrice de ce chapitre.

Cette idée se retrouve surtout dans la polarisation 2D-TE ou un nouveau paramètre prenant en compte l'isotropie du milieu et des objets est

¹Pour cela on pourra d'ailleurs se référer aux travaux de Aliferis (Aliferis [2002]) sur le 2D-TM.

introduit. Son influence sur les reconstructions est donc à étudier de près.

8.1 Modélisation du champ incident

Deux types de champ incident peuvent être intégrés dans l'algorithme du problème direct. Le premier, constitué d'une onde plane, a été initialement implémenté pour vérifier la convergence du code de diffraction sur des cas analytiques. Son utilisation par le code de reconstruction était donc naturelle car d'autant plus simple à modéliser.

Une deuxième classe de champ a été étudiée par Aliferis (Aliferis [2002]) dans le 2D-TM, afin de reconstruire les profils de permittivité à partir de mesures expérimentales. En effet, dans la configuration de test considérée, l'objet à reconstruire se trouve dans le champ proche des antennes. Dans la réalité, leur rayonnement ne pourra donc pas être représenté sous forme d'onde plane, sinon, une des données du problème inverse (le champ incident) étant fausse, les reconstructions risquent tout simplement de ne pas converger. L'implémentation du champ incident dans l'algorithme est basée sur la simulation du rayonnement d'antennes ETSA développées par Guillaumont (Guillaumont [2000]) et réalisées sur Duroïd ($\varepsilon_r = 2, 2$).

La méthode développée pour le problème direct nécessite une intégration du champ incident sur des domaines rectangulaires de la taille d'une cellule, contrairement aux méthodes dites Point-Segment pour lesquelles on considère uniquement la valeur du champ au centre de chaque cellule. Il est donc nécessaire de développer ces intégrations pour les deux types de champs incidents utilisés.

8.1.1 Ondes planes

Tout comme pour le développement de la méthode de simulation du problème direct, il est nécessaire de considérer les deux configurations de polarisation mises en jeu. Encore une fois, il est possible de les étudier en commun. L'intégration se fait sur un domaine S_{θ_j} équivalent à une cellule² dont le coin supérieur gauche est représenté par le doublet de coordonnées (xt_0, yt_0) . Afin de simuler un cas réel de reconstruction d'objet enfoui³, les angles d'incidence des ondes planes sont compris dans l'intervalle $[-\frac{\pi}{2}; +\frac{\pi}{2}]$. Le résultat du calcul du champ incident est fonction de la position de la fonction test (par les variables xt_0 et yt_0), de l'angle d'incidence (noté α) et de la fréquence (par le facteur k_{ext}) :

²Les domaines S_{θ_j} sont définis section 5.2.5, page 114.

³Même si dans le cas test l'objet n'est pas enterré.

$$\begin{aligned}
E^{inc} &= \left[\left[e^{jk_{\text{ext}}[yt \cos(\alpha) + xt \sin(\alpha)]} \right]_{xt_0}^{xt_0 + \Delta x} \right]_{yt_0}^{yt_0 + \Delta y} \quad \text{si } \alpha \neq 0, -\frac{\pi}{2} \text{ ou } +\frac{\pi}{2} \\
&= -\frac{j\Delta x}{k_{\text{ext}}} \left[e^{(jk_{\text{ext}}(yt_0 + \Delta y))} - e^{(jk_{\text{ext}}yt_0)} \right] \quad \text{si } \alpha = 0 \\
&= -\frac{j\Delta y}{k_{\text{ext}}} \left[e^{(jk_{\text{ext}}(xt_0 + \Delta x))} - e^{(jk_{\text{ext}}xt_0)} \right] \quad \text{si } \alpha = +\frac{\pi}{2} \\
&= \frac{j\Delta x}{k_{\text{ext}}} \left[e^{(-jk_{\text{ext}}(xt_0 + \Delta x))} - e^{(-jk_{\text{ext}}xt_0)} \right] \quad \text{si } \alpha = -\frac{\pi}{2}
\end{aligned} \tag{8.1}$$

En polarisation 2D-TM, le résultat du calcul est :

$$\iint_{S_{\theta_j}} E_{z,\text{TM}}^{\text{inc}}(x, y) \theta_{\text{test},j}(x, y) dx dy = E^{inc}$$

et remplit une matrice colonne de N_C éléments, alors que pour la polarisation 2D-TE, il devient :

$$\begin{aligned}
\iint_{S_{\theta_j}} E_{x,\text{TE}}^{\text{inc}}(x, y) \theta_{\text{test},j}(x, y) dx dy &= E^{inc} \cos(\alpha) \\
\iint_{S_{\theta_j}} E_{y,\text{TE}}^{\text{inc}}(x, y) \theta_{\text{test},j}(x, y) dx dy &= -E^{inc} \sin(\alpha)
\end{aligned}$$

où la matrice colonne est constituée de $2 \times N_C$ éléments.

8.1.2 Champ d'antennes

Afin de se rapprocher des conditions expérimentales, le rayonnement des antennes d'émission a été simulé numériquement, à l'aide du logiciel SR3D (Ratajczak et al. [1994], Brachat et al. [1996]), développé au centre de recherche France Télécom, La Turbie (Cerboni et al. [1994]). Celui-ci est basé sur la méthode des éléments finis surfaciques, les calculs ont été effectués par J.-Y. Dauvignac.

Les simulations de différents types d'antennes constituent une base de données. Pour les résultats présentés ici, on utilise le champ incident issu d'antennes de type ETSA réalisées sur Duroïd ($\epsilon_r = 2,2$, cf. figure 8.1) dont la bande passante débute à 1,45 GHz et se poursuit au-delà de 20 GHz. Ces antennes ont déjà été présentées dans le chapitre 2, section 2.2.1 page 20.

Le champ est disponible dans l'intervalle [2–6] GHz pour un pas en fréquence de 25 MHz et sur 17 fréquences. Les travaux d'Aliferis (Aliferis [2002]) et Dourthe (Dourthe [1997]) présentent des résultats de reconstruction en 2D-TM à partir de données synthétiques (en imagerie quantitative)

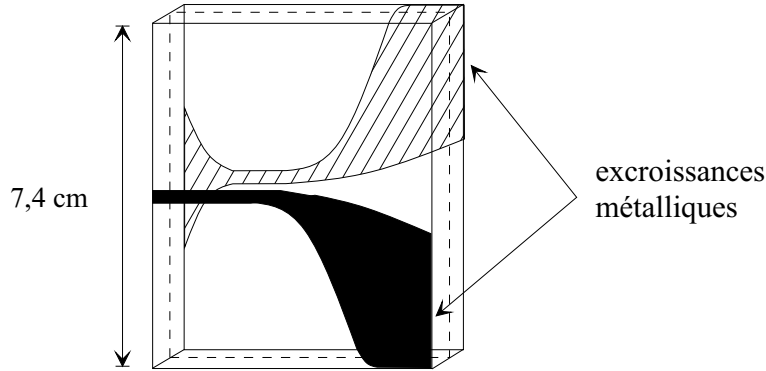


FIG. 8.1: Antenne antipodale microruban réalisée sur Duroïd

ou expérimentales (en imagerie qualitative). Dans ces deux cas, le champ incident est celui des antennes papillon (bow-tie) qui rayonnent dans la bande [0.3–1.3] GHz.

8.2 Modélisation du bruit de mesure

Le problème inverse étant mal posé, il se peut que la solution ne soit pas stable face à des variations des données. De plus, dans le cas de reconstructions à partir de données expérimentales, un bruit provenant du système de mesure et de son environnement vient perturber la détermination du champ diffracté. Ainsi, afin de valider la stabilité du code d'imagerie quantitative, un modèle de bruit modifiant les données synthétiques est appliqué.

Le bruit de mesure est modélisé par un bruit additif, de distribution uniforme ou normale (gaussienne) et de valeur moyenne nulle. Il peut être ajouté au module et à la phase du champ diffracté, ou à la partie réelle et imaginaire. Le niveau du bruit est caractérisé par le rapport signal sur bruit, défini par :

$$\text{SNR}_{\text{dB}} = 10 \log_{10} \frac{\text{énergie du signal}}{\text{énergie du bruit}} = 10 \log_{10} \frac{E_{\text{signal}}}{E_{\text{noise}}}$$

Le signal est constitué par la matrice colonne $\mathbf{E}_{\alpha}^{\text{diff}}$ des valeurs du champ diffracté aux N_M points de mesure, pour une fréquence et une position d'émetteur données et dans l'une des deux polarisations désignées par l'indice α . Dans le cas où le bruit est ajouté au module et à la phase du champ :

$$E_{\text{signal}} = \frac{1}{N_M} \sum_{i=1}^{N_M} \left| \left(\mathbf{E}_{\alpha}^{\text{diff}} \right)_i \right|^2$$

et dans le cas où le bruit est ajouté aux parties réelles et imaginaires :

$$E_{\text{signal}} = \frac{1}{N_M} \sum_{i=1}^{N_M} \text{Re} \left[\left(\mathbf{E}_{\alpha}^{\text{diff}} \right)_i \right]^2 \quad \text{pour la partie réelle}$$

$$E_{\text{signal}} = \frac{1}{N_M} \sum_{i=1}^{N_M} \text{Im} \left[\left(\mathbf{E}_{\alpha}^{\text{diff}} \right)_i \right]^2 \quad \text{pour la partie imaginaire.}$$

Pour un bruit de distribution uniforme dans l'intervalle $[-\tau, \tau]$ avec une valeur moyenne nulle, l'énergie est donnée par :

$$E_{\text{noise}} = \frac{\tau^2}{3}$$

et pour une distribution normale à moyenne nulle et de variance θ :

$$E_{\text{noise}} = \theta^2$$

Le bruit ajouté sur la phase est toujours de moyenne nulle et suit une distribution uniforme entre $[-\pi, \pi]$.

Pour un type de bruit et un rapport signal sur bruit donnés, les paramètres appropriés (τ ou θ) de la distribution, en fonction de l'énergie du signal sont choisis pour chaque fréquence et pour chaque position de l'antenne d'émission.

Pour tous les résultats obtenus dans ce chapitre, le bruit suit une distribution normale et il est ajouté à la partie réelle et imaginaire du champ diffracté. Ce dernier choix correspond au fait que l'analyseur de réseau mesure séparément, sur deux canaux, la partie réelle et imaginaire du signal.

Remarque 6 *Le bruit est décrit, pour chacune des N_F fréquences et N_S émissions, par une matrice colonne aléatoire de longueur N_M . Les valeurs de chaque matrice colonne suivent la même distribution mais avec des paramètres différents. Les $N_F N_S N_M$ valeurs aléatoires, pour le 2D-TM et $2N_F N_S N_M$ pour le 2D-TE, constituent une représentation du bruit. Les résultats présentés ici ont été obtenus après une seule résolution de chaque problème. Comme l'ensemble des valeurs aléatoires est petit et ne correspond pas à un échantillon représentatif de la distribution, il faut s'attendre à ce que les résultats pour des problèmes similaires présentent des fluctuations. Ce phénomène sera davantage présent pour des niveaux de bruit élevés.*

8.3 Cas d'étude

L'étude réalisée se présente sous la forme d'une configuration multifréquence, multistatique. Le but de ce projet consiste à vérifier les potentialités

de reconstruction du profil de permittivité d'un objet à partir du code de problème direct élaboré associé ou non au champ simulé d'antennes. Le choix de l'objet est issu d'un cas d'étude existant déjà (Guillanton et al. [2001]) et entrepris afin de réaliser des reconstructions à partir de données expérimentales. Partant de ces constats, il n'est pas apparu primordial de considérer, dans un premier temps, un objet enterré dans un sol quelconque. Le milieu de propagation choisi est donc de l'air.

L'objet étudié est un cylindre de 6,7 cm de rayon supposé de longueur infinie (en pratique de longueur supérieure à quelques longueurs d'onde). Sa permittivité relative vaut $\varepsilon_r = 3,03$ et sa conductivité atteint $\sigma = 6,07 \cdot 10^{-3}$ S/m. La ligne de mesure est constituée de 7 points chacun espacé de 5 cm, la longueur de la ligne s'élève donc à 30 cm. De plus le cylindre lui est distant de 13,2 cm (figure 8.2).

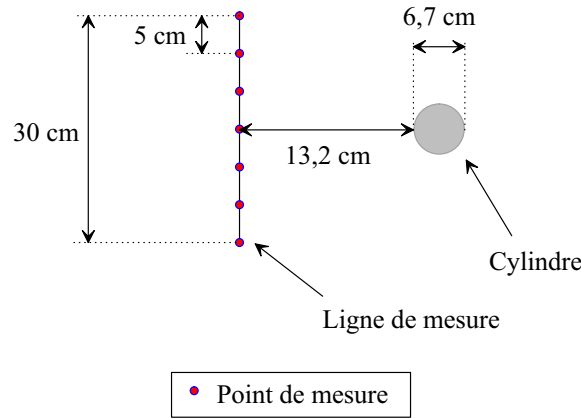


FIG. 8.2: Configuration d'étude

Le domaine de simulation, noté Σ , est un carré de 6,7 cm de côté et englobant l'objet (figure 8.3), il est maillé sur 13×13 cellules carrées. Le milieu extérieur est de l'air de permittivité relative $\varepsilon_r = 1$ et de conductivité $\sigma = 8,33 \cdot 10^{-3}$ S/m (atmosphère faiblement humide), le domaine étudié constitué de l'objet et du milieu extérieur est donc hétérogène.

Initialement aucune information concernant les caractéristiques électromagnétiques et géométriques du cylindre n'est communiquée au programme d'optimisation. Les données sont constituées du champ incident (champ d'antenne ou onde plane) et du champ diffracté.

Dans le cas de reconstructions dites expérimentales, le champ diffracté provient de mesures effectuées au moyen d'antennes et d'un analyseur de réseau. Dans le cas étudié ici, il est synthétisé à partir du code de problème direct avec fonctions toit. La même discrétisation est utilisée pour résoudre le problème inverse et pour obtenir les données synthétiques. Pourtant on ne commet pas de « crime inverse » puisque le maillage utilisé est suffi-

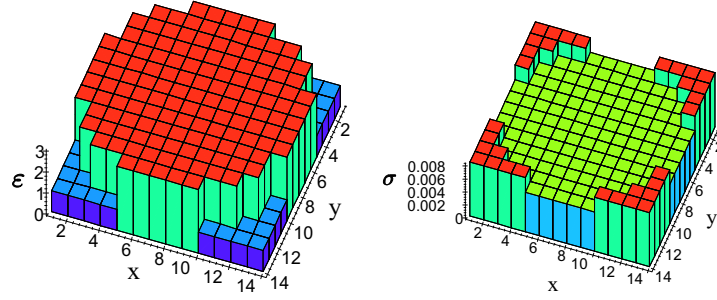


FIG. 8.3: Profils de permittivité et de conductivité du cylindre étudié

samment fin. Cela garantit donc que la méthode des moments génère des résultats précis : même si on choisit une discrétisation différente (mais toujours suffisamment fine) pour les données synthétiques, le champ diffracté ne changera pratiquement pas ou très faiblement.

Pour définir la qualité de l'optimisation, le profil reconstruit est comparé au profil exact (figure 8.3). Un paramètre quantitatif permettant de l'illustrer est déterminé par :

$$\text{Err}(\varepsilon_r) = \frac{|\varepsilon_r - \varepsilon_r^v|}{|\varepsilon_r^v|} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N [(\varepsilon_r)_i - (\varepsilon_r^v)_i]^2}{\sum_{i=1}^N [(\varepsilon_r^v)_i]^2}} \quad (8.2)$$

$$\text{Err}(\sigma) = \frac{|\sigma - \sigma^v|}{|\sigma^v|} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N [(\sigma)_i - (\sigma^v)_i]^2}{\sum_{i=1}^N [(\sigma^v)_i]^2}} \quad (8.3)$$

où ε_r^v et σ^v sont la permittivité relative et la conductivité vraies du domaine et ε_r et σ , celles issues de la reconstruction. D'après (8.2) et (8.3), $\text{Err}(\varepsilon_r)$ et $\text{Err}(\sigma)$ représentent l'erreur normalisée sur respectivement la permittivité relative et la conductivité.

Le calcul de ces termes, après chaque reconstruction, constitue notre premier critère pour juger de la qualité de la reconstruction. Le second est visuel, et porte sur la forme et l'homogénéité de l'objet généré.

Toutes les simulations présentées dans ce chapitre ont été réalisées sur une station de travail Hewlett-Packard Visualize B2000, avec un processeur PA RISC 8500 400MHz.

8.3.1 Démarche adoptée pour les reconstructions

Au cours de cette étude, plusieurs paramètres ont été modifiés pour mettre en évidence différents phénomènes. Un certain nombre d'autres sont

restés constants. Ainsi le nombre d'itérations pour l'optimisation a été fixé à 500, tout comme le nombre de capteurs sur la ligne de mesure (au nombre de 7) et sa longueur (30 cm). Les données décrivant la géométrie du domaine n'ont pas évolué, il en est de même pour les données électromagnétiques vraies du problème.

En revanche, les paramètres de l'optimisation (avec ou sans régularisation), la bande de fréquence, le nombre de fréquences utilisées en fonction du champ incident sélectionné et le rapport signal à bruit sont des grandeurs qui n'ont eu de cesse d'être modifiées.

Le scénario des reconstructions est toujours le même pour chaque configuration étudiée (polarisation 2D-TM ou 2D-TE, avec champ d'antenne ou onde plane).

Plusieurs simulations sont tout d'abord réalisées pour fixer la bande de fréquence offrant les meilleures reconstructions en fonction des critères de qualité définis plus haut. Cette bande de fréquence est baptisée bande de fréquence optimale.

En général, plusieurs bandes de fréquence voisines peuvent être sélectionnées. Le choix n'est jamais aisé et en aucun cas définitif, d'autant plus que l'application de la régularisation peut nécessiter une modification légère de l'étendue de la bande⁴.

Il en est de même pour le choix du nombre de fréquences à utiliser. Toutes les études réalisées montrent que l'augmentation du nombre de fréquences accroît la quantité d'information à disposition et permet de faire converger plus rapidement le code d'optimisation. Cela est vrai jusqu'à une certaine limite où l'erreur n'évolue plus. Dans certains cas, un trop grand nombre de fréquences dégrade même les reconstructions.

De plus, l'augmentation du nombre de fréquences accroît d'autant les temps de calculs. Pour chaque cas, il faut trouver un compromis entre la quantité d'information optimale (fonction du nombre de fréquences) et le temps mis par l'algorithme pour générer un objet assez proche de l'objet réel.

Afin de sélectionner les paramètres offrant les meilleures reconstructions, nous avons décidé de ne pas conserver la même bande de fréquence et le même nombre de fréquences pour chaque configuration étudiée. De nouveaux intervalles et nombre de fréquences sont déterminés à chaque fois.

Une fois ces paramètres définis, l'application de la régularisation peut débuter. Il faut alors déterminer, un par un, les quatre paramètres définissant les poids et les seuils de régularisation.

Enfin, pour terminer l'étude, nous nous intéressons au comportement du programme d'optimisation face à l'ajout du bruit. L'étude est menée en

⁴En effet, l'application de la régularisation génère un terme supplémentaire dans la fonctionnelle coût et peut alors être considérée comme un nouveau cas d'étude.

fonction du rapport signal à bruit (SNR) et débute par une valeur infinie (en fait, un cas de SNR grand soit 60 dB) pour s'achever par un rapport égal à zéro.

Pour chaque configuration étudiée, l'évolution de l'erreur normalisée sur la permittivité en fonction du SNR est présentée. Puis un tableau de quatre profils illustre le comportement du code face au bruit.

Chaque profil présenté permet de préciser la limite de détection et de caractérisation de l'objet reconstruit. On parlera de SNR de détection quand la forme générale du cylindre se détachera du bruit moyen de l'image obtenue. Le SNR de caractérisation sera déterminé quand le profil de l'objet reconstruit sera homogène et permettra de donner la valeur du paramètre recherché.

Pour chaque cas, plusieurs simulations ont été réalisées afin d'optimiser et tester les différents paramètres de l'algorithme de reconstruction. L'objectif de ce chapitre étant de démontrer sa capacité à traiter les deux types de polarisation, nous avons décidé de ne présenter que les résultats les plus significatifs pour ne pas alourdir le texte.

8.4 Résultats initiaux en 2D-TM avec le code en Point/Segment

Afin d'évaluer l'apport de ces modifications sur la qualité des reconstructions, l'objet a tout d'abord été reconstruit à partir d'une version antérieure de l'algorithme pour la polarisation 2D-TM. Ce code a déjà prouvé ses capacités sur d'autres objets (Guillanton et al. [2001], Aliferis [2002] et Dourthe [1997]).

Cette version est appelée « code en Point/Segment ». Elle est basée sur une résolution du problème direct par la méthode des moments avec un doublet Point/Segment comme fonction de base et de test. Étant développée dans le cas de polarisation 2D-TM, ce doublet est tout à fait adapté. Enfin, le champ incident employé est celui des antennes ETSA.

Pour la polarisation 2D-TM, les différences entre les deux logiciels sont donc minimes et se situent surtout sur le type de fonctions de base et de test employées pour le problème direct. C'est d'ailleurs pour cela que les calculs du problème direct de la version Point/Segment sont plus rapides car moins complexes.

Le but de cette étude est de fournir des résultats de référence pour la suite du mémoire, sur la reconstruction du profil de permittivité et de conductivité du cylindre. Une étude paramétrique est ensuite présentée sur le comportement de l'erreur de reconstruction face à un bruit blanc gaussien ajouté au champ diffracté.

8.4.1 Résultats préliminaires

Les premières simulations effectuées ont permis de spécifier la bande de fréquence optimale. Ainsi, l'intervalle [2–4] GHz avec 5 fréquences équiréparties est rapidement apparu comme le plus adapté, le temps de simulation étant alors de 12 min. Les résultats sont présentés sur la figure 8.4.

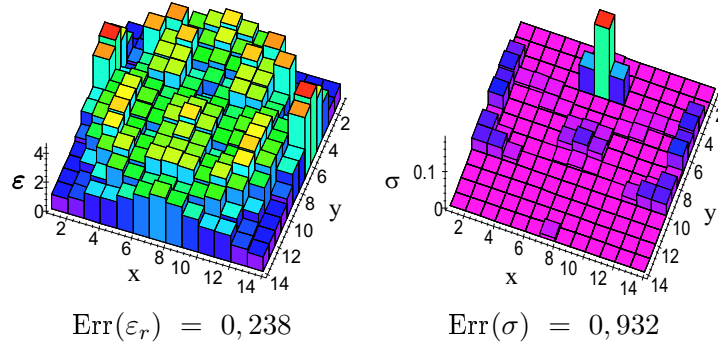


FIG. 8.4: Profils de permittivité et de conductivité reconstruits dans la bande [2–4] GHz avec 5 fréquences, sans régularisation, dans la polarisation 2D-TM et avec le code Point/Segment

Ces premiers résultats mettent en évidence un phénomène prévu lors de la caractérisation de l'objet test. Étant donnée la très faible valeur du contraste de conductivité, sa reconstruction est difficilement réalisable.

En effet, il est très difficile de reconstruire un objet présentant un contraste de conductivité de 0,00226 S/m. Face au contraste de permittivité relative qui est de 2, celui pour σ est négligeable. C'est pourquoi la reconstruction de la conductivité paraît si éloignée du profil vrai.

Cette constatation n'est pas problématique pour la poursuite de l'étude. Nous nous attendions à ce résultat et il est confirmé par ces premières simulations. Dans tout ce qui suit, nous nous intéressons uniquement à la reconstruction du profil de permittivité.

Le choix des paramètres électromagnétiques de l'objet n'est pas anodin. En effet, il aurait peut-être été plus judicieux de choisir une valeur plus élevée pour σ afin d'éviter ce genre de phénomène. Mais il ne faut pas oublier que cette étude est tirée d'un projet visant à reconstruire un objet à partir de données expérimentales. Les valeurs de la permittivité relative et de la conductivité n'ont pas été choisies au hasard. Elles représentent effectivement le cylindre que nous testons actuellement. Celles-ci ont été préalablement mesurées et c'est à partir des données acquises que nous avons modélisé l'objet.

En ce qui concerne la permittivité relative, sa reconstruction donne de bons résultats. Même si la forme de l'objet est loin d'apparaître clairement,

la variation du contraste est assez nette pour distinguer aisément le cylindre du milieu ambiant.

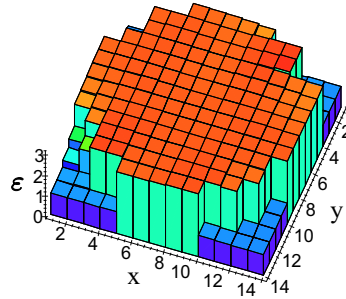
Dans ce premier cas, le calcul de l'erreur donne une valeur de $\text{Err}(\varepsilon_r) = 0,238$. Cette valeur servira de référence pour la suite. En effet, la régularisation est censée permettre de caractériser plus efficacement l'objet étudié, ainsi la valeur de $\text{Err}(\varepsilon_r)$ devra être plus faible; dans le cas contraire, cela indiquera que les paramètres appliqués sont mal adaptés.

Application de la régularisation

La bande de fréquence étant définie, l'application de la régularisation pouvait débuter. Plusieurs simulations auront été nécessaires et un ensemble de valeurs constituant les paramètres de la régularisation a pu être défini (tableau 8.1). Le temps de calcul s'élève alors à 14 min. Le profil est présenté sur la figure 8.5

$\zeta_{\varepsilon_r}=0,06$
$\zeta_{\sigma}=0,0075$
$\delta_{\varepsilon_r}=1$
$\delta_{\sigma}=0,003$

TAB. 8.1: Paramètres de régularisation



$$\text{Err}(\varepsilon_r) = 0,092$$

FIG. 8.5: Profil de permittivité reconstruit dans la bande [2–4] GHz avec 5 fréquences, avec régularisation, dans la polarisation 2D-TM et avec le code Point/Segment

Grâce à la l'application de la régularisation, la reconstruction du profil de permittivité est remarquable. La forme du profil obtenu est presque totalement identique à celle de l'objet étudié et les valeurs de permittivité relative lui sont très similaires. L'application de la régularisation aura

donc permis, grâce à l'homogénéisation du profil reconstruit, de retrouver les caractéristiques du cylindre avec un minimum d'erreur.

Ce résultat est d'ailleurs très bien illustré par la valeur de $\text{Err}(\varepsilon_r)$ qui est de 0,0921.

8.4.2 Etude sur le bruit

Le profil de permittivité étant maintenant très bien reconstruit grâce à l'application de la régularisation, nous nous sommes intéressés au comportement du programme d'optimisation face à l'ajout du bruit.

L'utilisation de la régularisation est tellement efficace qu'elle en devient presque évidente. Ainsi, cette étude sur le bruit, et les suivantes, ne se bornent qu'au cas de simulations avec régularisation. En effet, sans régularisation, les résultats sont incontestablement moins bons, leur présentation n'est donc pas primordiale car elle apporte peu d'informations supplémentaires.

L'évolution de l'erreur normalisée sur la permittivité en fonction du SNR est présentée à la figure 8.6. Quatre cas de reconstruction sont ensuite affichés sur la figure 8.7 pour différentes valeurs de SNR (38, 26, 24 et 22 dB).

Ces trois dernières valeurs sont représentatives de l'évolution du résultat de simulation. La limite de détection et de caractérisation du cylindre se situant aux environs de 24 dB. Pour un rapport supérieur, l'objet est de plus en plus facilement reconstruit tandis que sa discrimination devient impossible dans le cas contraire.

Cette idée se trouve d'ailleurs confirmée par le comportement de l'erreur normalisée qui présente une chute significative à partir de 22 dB.

Une dernière remarque concerne les simulations avec un SNR inférieur à 10 dB. Pour ces cas, l'erreur est exagérément importante et se trouve justifiée par le fait que les niveaux de bruit sont beaucoup trop élevés et les poids de régularisation trop forts, ils imposent alors un profil lissé sur tout le domaine Σ avec un contraste de permittivité compris entre 1 et 1,3.

8.4.3 Synthèse

L'étude présentée a permis de vérifier les possibilités de reconstruction du cylindre diélectrique avec le code d'optimisation couplé à un problème direct en Point/Segment.

Nous avons ensuite pu constater l'efficacité de la technique de régularisation sur la reconstruction des objets homogènes et vérifier la robustesse du code d'optimisation face à l'ajout de bruit sur la mesure du champ diffracté.

Ces résultats servent de base pour la suite des simulations, notamment le calcul de l'erreur $\text{Err}(\varepsilon_r)$. Nous savons maintenant à quels résultats nous attendre pour les reconstructions futures.

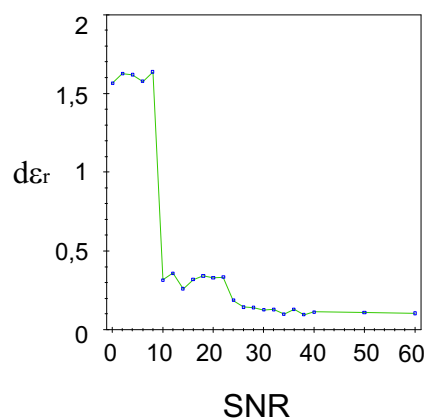


FIG. 8.6: Erreur normalisée en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation, dans la polarisation 2D-TM et avec le code Point/Segment

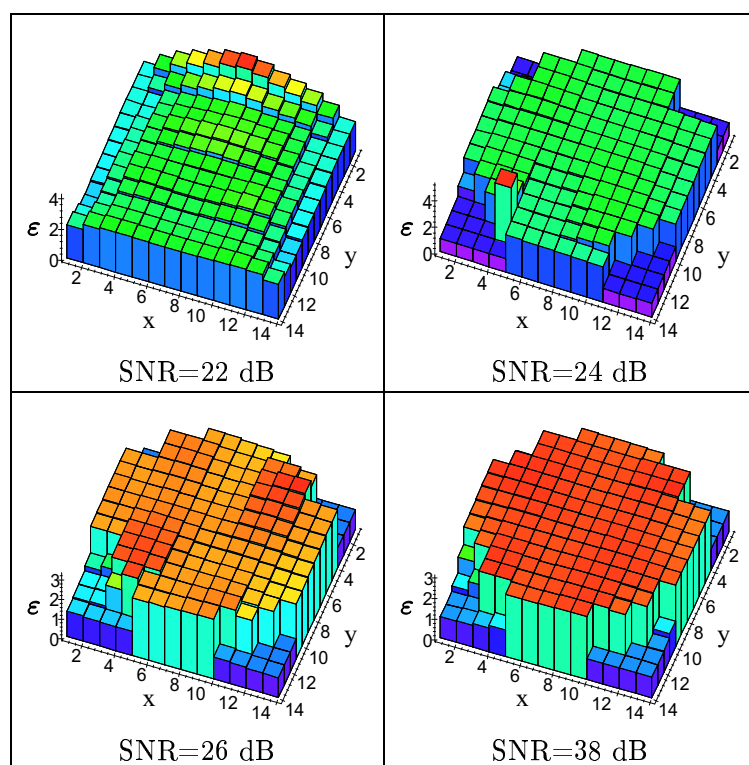


FIG. 8.7: Profils reconstruits en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation, dans la polarisation 2D-TM et avec le code Point/Segment

Il est maintenant possible de passer aux simulations effectuées avec le code de problème direct en fonctions toit. Elles ont été réalisées sur le même objet et avec des études identiques (régularisation et bruit) mais cette fois, en faisant varier aussi le type de polarisation considérée.

8.5 Etude polarimétrique

Toutes les simulations qui suivent ont été réalisées avec le code de problème direct avec fonctions toit.

Cette partie se compose de quatre sections prenant en compte alternativement la dualité de la polarisation et du champ incident à disposition.

Pour la polarisation 2D-TM, l'objectif est d'évaluer les qualités respectives des deux versions actuelles du logiciel (problème direct en Point/Segment ou avec fonctions toit) ainsi que l'apport du champ d'antenne dans le champ incident.

Dans un premier temps, les reconstructions sont données avec un champ incident issu d'ondes planes, puis avec un champ d'antenne. Une étude sur l'ajout de bruit complète chacune des deux sections.

La polarisation 2D-TE présente, quant à elle, un paramètre de simulation supplémentaire à fixer. En effet, il est possible de préciser si l'objet à reconstruire est isotrope ou non. Ce paramètre est illustré par la variable T_M (cf. section 7.2). Cette variable fixe la période d'application de la moyenne des deux éléments χ_x et χ_y du tenseur de contraste $\vec{\chi}$ dans le cas de reconstruction d'un objet isotrope. Une fois ce paramètre déterminé, l'étude sur le bruit est présentée.

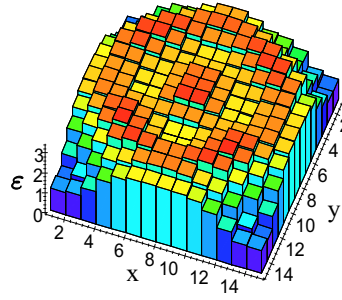
8.5.1 Configuration I : Cas 2D-TM avec ondes planes

Détermination des paramètres initiaux

Les premières simulations effectuées dans cette configuration ont permis de dégager la bande de fréquence optimale. Elle est définie par l'intervalle [2–3] GHz avec 3 points de fréquences équirépartis. Le temps de simulation est de 16 min.

Les résultats de reconstruction du profil de permittivité sont présentés sur la figure 8.8, le calcul de l'erreur donne, quant à lui, une valeur de $\text{Err}(\varepsilon_r) = 0,142$.

Cette valeur de l'erreur est plus faible que celle obtenue dans les résultats préliminaires avec le code Point/Segment. Mais il faut remarquer que le profil obtenu ne présente pas de bords francs au niveau des coins du domaine Σ . L'application de la régularisation risque d'être inefficace car, dans ce cas, le seuil de détection est soit plus grand que les valeurs de la permittivité sur le bord soit trop faible vis-à-vis des erreurs de permittivité dans la zone homogène. Il ne faut pas s'attendre à obtenir un profil en



$$\text{Err}(\varepsilon_r) = 0,142$$

FIG. 8.8: Profil de permittivité reconstruit dans la bande [2–3] GHz avec 3 fréquences, sans régularisation et pour la configuration I

tous points identique au profil vrai malgré la faible valeur de l'erreur sans régularisation.

Application de la régularisation

Les coefficients de régularisation étant déterminés (tableau 8.2), le contraste reconstruit présente bien quelques défauts. La valeur du paramètre $\text{Err}(\varepsilon_r)$ vaut 0,102 ce qui peut quand même être considéré comme faible connaissant le nombre de cellules constituant le domaine (figure 8.9).

$\zeta_{\varepsilon_r}=0,022$ $\zeta_{\sigma}=0,21$ $\delta_{\varepsilon_r}=0,8$ $\delta_{\sigma}=0,0015$
--

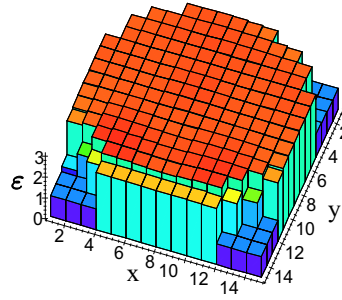
TAB. 8.2: Paramètres de régularisation pour la configuration I

L'objet est bien défini, sa forme apparaît clairement ainsi que son caractère homogène. Il faut 17 min pour effectuer la simulation. Afin de poursuivre dans la logique de cette étude, une série de simulations a ensuite été réalisée dans le but de visualiser le comportement de la reconstruction face à l'ajout de bruit.

Étude sur le bruit

L'évolution de l'erreur $\text{Err}(\varepsilon_r)$ en fonction du SNR est donnée sur la figure 8.10 et les profils reconstruits pour quatre niveaux de SNR (8, 16, 28 et 34 dB) sur la (figure 8.11).

À partir de ces résultats, on peut conclure que la détection de l'objet apparaît envisageable dès l'application d'un SNR de 8 dB .



$$\text{Err}(\varepsilon_r) = 0,102$$

FIG. 8.9: Profil de permittivité reconstruit dans la bande [2-3] GHz avec 3 fréquences, avec régularisation et pour la configuration I

Sa caractérisation devient réalisable à partir d'un SNR de 16 dB où le caractère homogène de l'objet se manifeste enfin. Au-delà, la forme du contraste tend vers celle d'un disque pour un SNR croissant.

Ces valeurs démontrent que l'association du code avec fonctions toit avec un champ incident en ondes planes est très robuste face à des niveaux de bruit élevés.

Une comparaison peut être faite avec les résultats de la section 8.4 (champ d'antenne et code en Point/Segment) où un SNR de 22 dB est nécessaire pour permettre un début de détection et de caractérisation. Dans le cas actuel, la reconstruction du profil de permittivité relative est plus robuste face au bruit. Cette configuration algorithmique (code avec fonctions toit avec un champ incident en ondes planes) est donc plus intéressante dans l'optique de simulations à partir de données expérimentales forcément bruitées.

8.5.2 Configuration II : Cas 2D-TM avec champ d'antennes

Détermination des paramètres initiaux

Les premières simulations réalisées ont permis de mettre en avant plusieurs bandes de fréquence candidates pour de bonnes reconstructions. Mais, avec l'application de la régularisation, nombre d'entre elles ne convergent pas vers un cylindre homogène.

La visualisation des contrastes de permittivité calculés sans régularisation permet d'expliquer ce phénomène. Dans l'exemple présenté sur la figure 8.12, la bande de fréquence est optimale ainsi que le nombre de fréquences. Pourtant, l'application de la régularisation n'aboutit pas à un objet homogène.

En étudiant le profil obtenu sans régularisation, on remarque que celui-ci ne présente pas de discontinuités avec le milieu encaissant. Tout comme

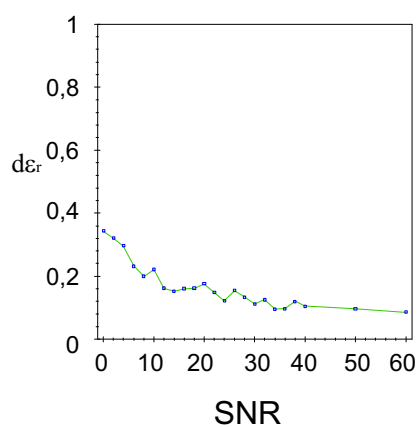


FIG. 8.10: Erreur normalisée en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour la configuration I

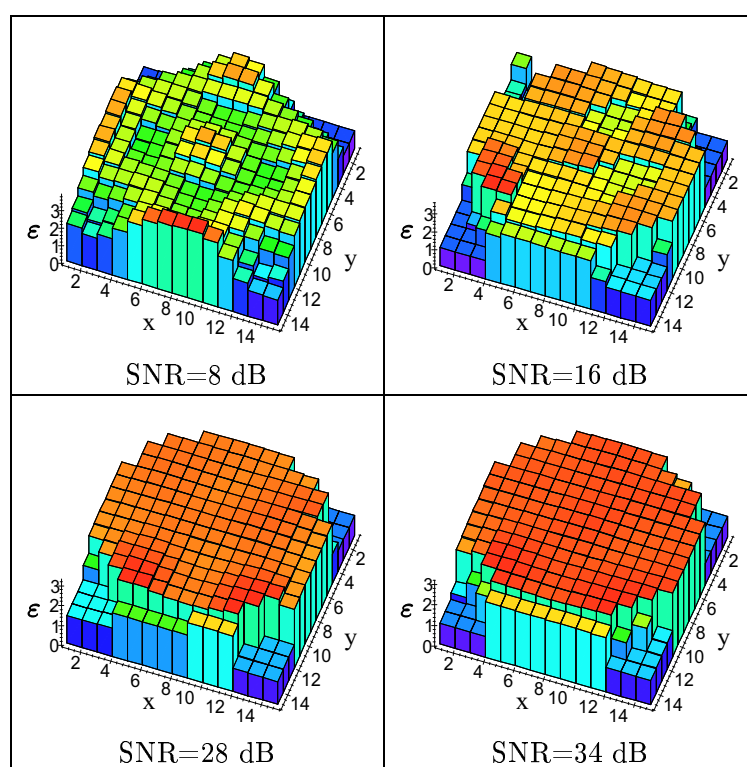


FIG. 8.11: Profils reconstruits en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour la configuration I

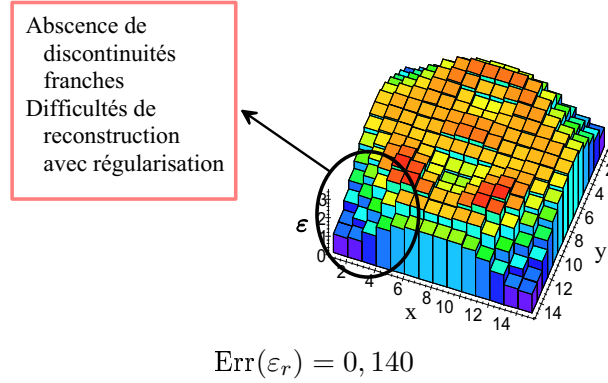


FIG. 8.12: Profil de permittivité reconstruit dans la bande [2–3] GHz avec 5 fréquences, sans régularisation et pour la configuration II

pour la configuration I (section 8.5.1), cela induit une erreur sur sa reconstruction avec l'application de la régularisation. Dans le cas présent, le phénomène est beaucoup plus important et empêche toute reconstruction avec régularisation.

Notre choix s'est alors porté vers un intervalle fréquentiel aboutissant à un objet moins proche du cas réel mais nettement plus homogène (figure 8.13).

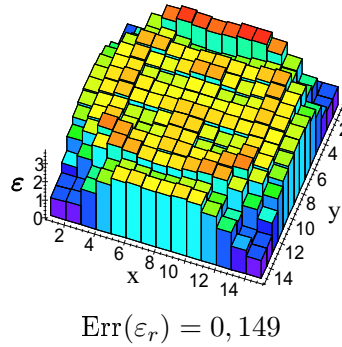


FIG. 8.13: Profil de permittivité reconstruit dans la bande [2–4] GHz avec 5 fréquences, sans régularisation et pour la configuration II

La bande est étalée de 2 à 4 GHz avec cinq fréquences équiréparties, l'erreur résultante vaut 0,149 pour un temps de simulation de 20 min.

Même si la forme du profil reconstruit est sensiblement différente de celle du profil vrai, on remarque un semblant d'homogénéité du contraste ce qui laisse supposer de bons résultats après application de la régularisation.

Application de la régularisation

Les valeurs des poids de régularisation adoptés pour cette configuration sont données dans le tableau 8.3.

$\zeta_{\varepsilon_r}=0,032$
$\zeta_{\sigma}=0,002$
$\delta_{\varepsilon_r}=0,1$
$\delta_{\sigma}=0,0015$

TAB. 8.3: Paramètres de régularisation pour la configuration II

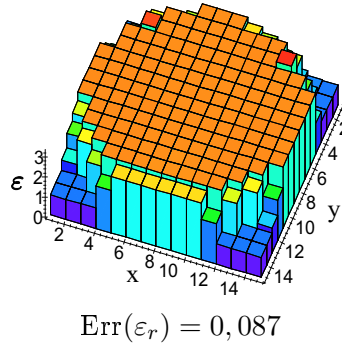


FIG. 8.14: Profil de permittivité reconstruit dans la bande [2–4] GHz avec 5 fréquences, avec régularisation et pour la configuration II

À partir de ces données, la reconstruction du profil régularisé a abouti à un objet présentant de faibles erreurs (figure 8.14). La valeur de $\text{Err}(\varepsilon_r)$ est faible ($\text{Err}(\varepsilon_r) = 0,087$) et la forme cylindrique de l'objet est facilement détectée. De plus, son caractère homogène apparaît nettement. Le temps de calcul s'élève, ici, à 24 min.

Malgré quelques défauts, il faut remarquer que pour la polarisation 2D-TM, c'est cette configuration qui donne la meilleure reconstruction de permittivité.

Étude sur le bruit

Les paramètres de régularisation restent identiques mais un bruit est ajouté à la mesure du champ diffracté. Le calcul de l'erreur résultante est réalisé et présenté figure 8.15 en fonction du rapport signal à bruit. Quatre profils reconstruits sont présentés sur la figure 8.16 pour des valeurs de SNR de 28, 30, 34 et 38 dB.

L'allure de la courbe représentant l'erreur sur le calcul du contraste est similaire à celle des calculs initiaux (section 8.4).

Ainsi, pour une valeur de SNR de 0 à 10 dB, l'erreur est exagérément élevée, ce qui est dû évidemment aux forts niveaux de bruit ajoutés mais aussi à l'inadaptation totale des poids de régularisation.

Ensuite, de 10 à 28 dB, aucun profil représentatif du cylindre n'est obtenu. Le contraste est lissé, ce qui provient probablement des poids de régularisation qui sont encore trop élevés et donc inadaptés à ces niveaux de bruit.

Il a donc été nécessaire de fixer un SNR de 30 dB pour pouvoir espérer détecter mais aussi caractériser en partie l'objet testé. Ce niveau est le plus fort des trois études sur le bruit réalisées jusqu'à présent, mais il constitue néanmoins un très bon critère de robustesse de l'algorithme.

8.5.3 Synthèse sur la polarisation 2D-TM

Des reconstructions correspondant à trois configurations d'étude viennent d'être présentées : une avec le code de problème direct en Point/Segment et deux avec celui basé sur les fonctions toit. Ces trois configurations aboutissent à des profils reconstruits de même qualité, dans tous les cas l'erreur de reconstruction avec régularisation est comprise entre 0,1 et 0,08.

L'ajout de bruit sur le champ diffracté a , quant à lui, permis de mettre en évidence une certaine robustesse générale des deux algorithmes puisque des niveaux de SNR inférieurs à 30 dB conduisent encore à de bonnes reconstructions.

Ces résultats sont très encourageants. En effet, vis-à-vis du code en Point/Segment, l'algorithme du problème direct avec fonctions toit associé au code d'optimisation génère d'aussi bonnes reconstructions. De plus il est robuste face au bruit.

La suite de ces travaux passe maintenant par l'étude de l'autre possibilité de ce code, c'est-à-dire la considération de la polarisation 2D-TE.

Tout d'abord, et pour suivre la logique des sections précédentes, le champ incident appliqué sera constitué d'ondes planes (configuration III), puis dans un second temps du champ d'antenne (configuration IV).

Dans le cas 2D-TE, la reconstruction du profil de permittivité va générer deux contrastes, appelés χ_x et χ_y (cf. section 7.2 page 157). Pour chaque configuration, la détermination de la bande de fréquence optimale et des paramètres de régularisation est effectuée.

Cette opération réalisée, la considération de l'isotropie de l'objet et du milieu est étudiée. Cette caractéristique est illustrée dans le code d'optimisation par l'application d'une moyenne entre χ_x et χ_y suivant une période T_M .

Ensuite, on présente l'étude du comportement du code face à l'ajout de bruit sur le champ diffracté.

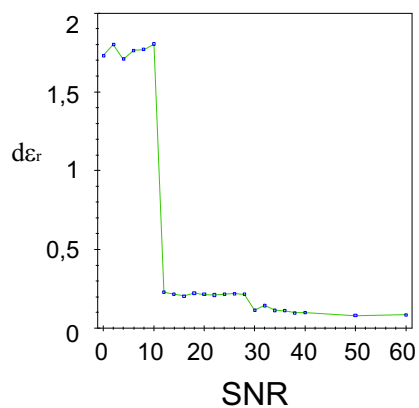


FIG. 8.15: Erreur normalisée en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour la configuration II

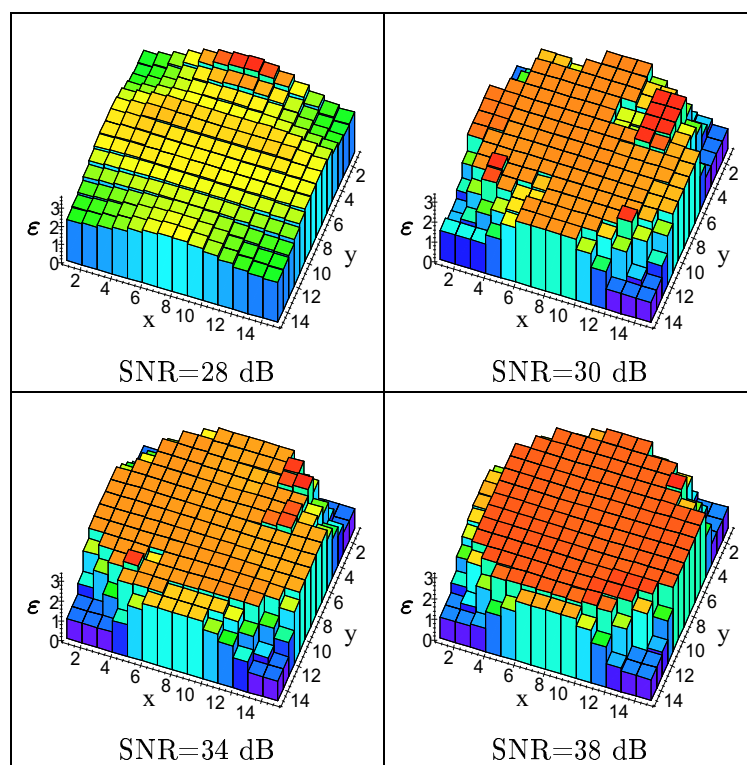


FIG. 8.16: Profils reconstruits en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour la configuration II

8.5.4 Configuration III : Cas 2D-TE avec ondes planes

Détermination des paramètres initiaux

Dans cette configuration, l'intervalle et le nombre de fréquences optimaux sont obtenus avec la bande [2–3] GHz et 3 points de fréquence équirépartis, le temps de simulation est de 2 h 15 min. Le profil reconstruit est présenté sur les figures 8.17 et 8.18. L'erreur vaut $\text{Err}(\varepsilon_r, \chi_x) = 0,141$ pour χ_x et $\text{Err}(\varepsilon_r, \chi_y) = 0,124$ pour χ_y . Celle sur la moyenne des contrastes vaut, quant à elle, $\text{Err}(\varepsilon_r, \frac{\chi_x + \chi_y}{2}) = 0,133$.

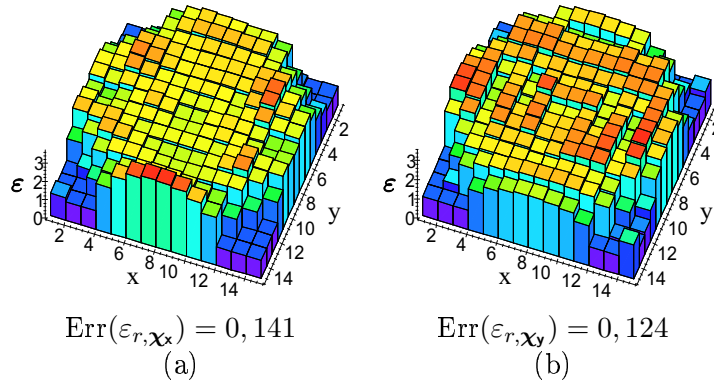


FIG. 8.17: Profils de permittivité de χ_x (a) et χ_y (b), reconstruits dans la bande [2–3] GHz avec 3 fréquences, sans régularisation et pour la configuration III

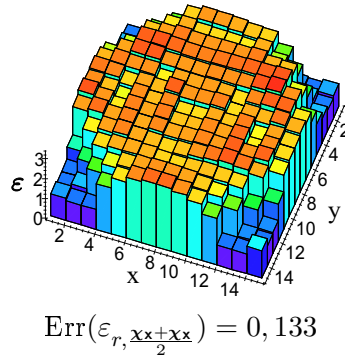


FIG. 8.18: Moyenne des profils de permittivité de χ_x et χ_y pour le même cas

Les profils reconstruits, que ce soit pour χ_x ou χ_y , donnent déjà quelques informations sur l'objet.

La forme et les caractéristiques électromagnétiques des contrastes ob-

tenus sont relativement proches des valeurs recherchées. De plus, la détermination de la discontinuité du profil de permittivité du cylindre, est plus aisée en 2D-TE (figure 8.18) qu'en 2D-TM (figure 8.8 page 176).

Application de la régularisation

La bande de fréquence optimale étant définie, les paramètres de régularisation ont ensuite été déterminés (tableau 8.4). Ceci permet d'obtenir un profil de permittivité (figures 8.19 et 8.20) avec une erreur plus faible. Le temps de calcul passe alors à 2 h 30 min.

L'application de la régularisation permet, comme de coutume, d'homogénéiser le profil reconstruit. L'erreur sur le profil diminue et la forme de l'objet apparaît beaucoup plus nettement. En revanche, les paramètres choisis ont un effet inégal sur les contrastes χ_x et χ_y (figure 8.19).

En effet, l'erreur sur χ_y (figure 8.19 (b)) s'avère beaucoup plus faible. Les paramètres de régularisation sont donc plus adaptés pour ce contraste.

La figure 8.21 présente l'évolution des erreurs $\text{Err}(\varepsilon_r)$ sur χ_x et χ_y en fonction du nombre d'itérations.

Son étude montre que χ_y converge vers le contraste vrai dès le début de la simulation et de façon continue. En revanche, la reconstruction du contraste χ_x paraît incapable de tendre vers le profil réel.

On serait alors tenté de vouloir imposer l'égalité $\chi_x = \chi_y$ au bout d'un certain nombre d'itérations et de continuer l'optimisation, mais les simulations réalisées montrent rapidement les limites de cette option. L'expérience a démontré qu'il est plus judicieux de réaliser la moyenne des deux contrastes. En outre, d'un point de vue pratique, cette méthode apparaît plus intuitive car l'information sur le contraste final isotrope provient aussi bien des deux contrastes χ_x et χ_y .

Au vu de ces résultats, l'association des informations issues des deux contrastes apparaît donc judicieuse et pleine de potentialités.

Il convient à présent de déterminer la période T_M définissant l'application de la moyenne des deux contrastes qui optimisera la reconstruction.

Détermination de la période d'application de la moyenne

Les résultats affichés dans les pages précédentes ne prennent pas en compte le paramètre T_M et il va s'avérer utile de le définir pour deux raisons. Tout d'abord pour imposer une isotropie du contraste⁵ (c'est-à-dire $\chi_x = \chi_y$) et ensuite pour visualiser son apport sur la qualité des reconstructions.

Dans cette étude, le nombre total d'itérations pour chaque simulation est toujours de 500 et la bande de fréquence, le nombre de fréquences et les paramètres de régularisation restent inchangés.

⁵Puisque le cylindre étudié est isotrope.

$\zeta_{\varepsilon_r}=0,026$
$\zeta_{\sigma}=0,014$
$\delta_{\varepsilon_r}=0,6$
$\delta_{\sigma}=0,0015$

TAB. 8.4: Paramètres de régularisation pour la configuration III

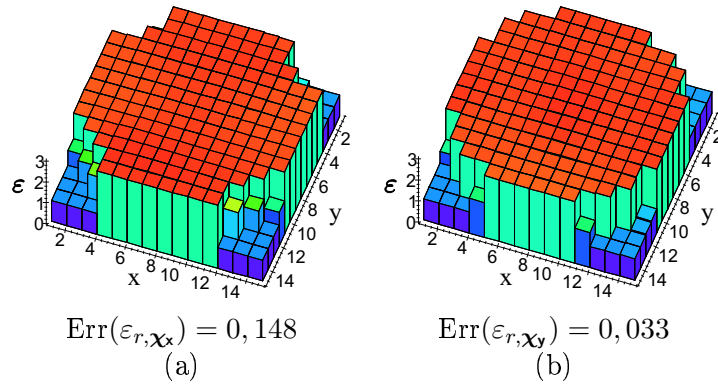


FIG. 8.19: Profils de permittivité de χ_x (a) et χ_y (b), reconstruits dans la bande [2–3] GHz avec 3 fréquences, avec régularisation et pour la configuration III

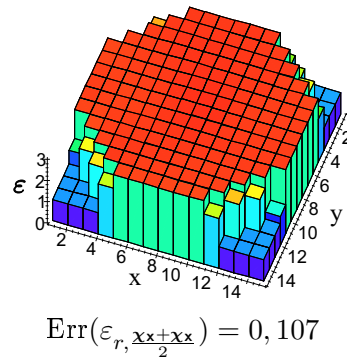


FIG. 8.20: Moyenne des profils de permittivité de χ_x et χ_y pour le même cas

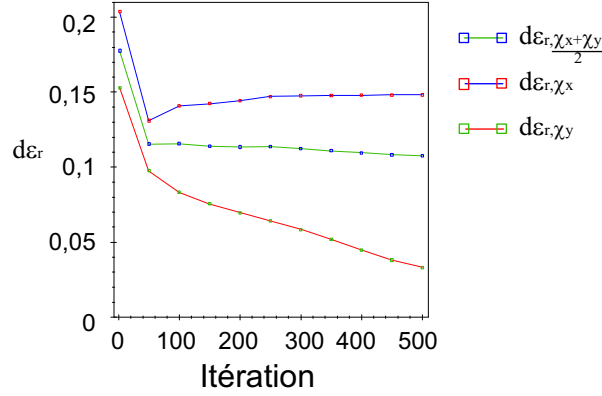


FIG. 8.21: Comportement de l'erreur sur χ_x et χ_y en fonction des itérations pour la configuration III

Afin d'éviter un nombre trop élevé de simulations, l'évolution de la variable T_M a suivi une loi en puissances de 2.

Ainsi, la valeur de départ de T_M a été fixée à 1, c'est-à-dire que la moyenne des contrastes χ_x et χ_y était réalisée à toutes les itérations. Puis ce nombre a été multiplié par 2 et, ainsi de suite, pour aboutir à une valeur de $T_M = 512$. Cette valeur correspond à un cas sans application de moyenne⁶.

La différence entre deux simulations successives tient donc dans le temps laissé à l'algorithme pour optimiser les contrastes χ_x et χ_y indépendamment l'un de l'autre. Ce temps était 2 fois plus long à chaque nouveau cas.

L'étude n'est pas exhaustive. En effet, il aurait pu paraître plus évident d'incrémenter T_M d'une valeur constante pour chaque nouvelle simulation. Mais la solution employée est plus économique en terme de temps de calculs et malgré sa faiblesse, les résultats obtenus sont très révélateurs (figure 8.22).

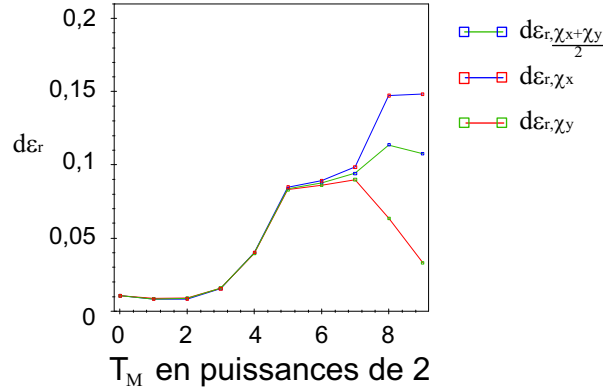
Le graphe présente l'évolution de l'erreur sur les contrastes χ_x , χ_y et sur l'ensemble moyenné (χ_x, χ_y) noté $\frac{\chi_x + \chi_y}{2}$.

Tout d'abord, quand T_M est petit, la progression de l'erreur de chacun est identique et leur valeur similaire. Ceci est tout à fait logique puisque la moyenne est réalisée très souvent et les contrastes χ_x et χ_y n'ont pas le temps d'évoluer indépendamment l'un de l'autre.

Puis une transition apparaît pour $T_M = 2^6 = 32$, à partir de cette valeur les contrastes χ_x et χ_y prennent des valeurs différentes et semblent être de moins en moins corrélés pour aboutir au cas extrême où χ_x correspond à un profil nettement moins proche du cas réel que χ_y .

Une première conclusion peut être tirée de ces remarques sur la valeur à imposer à T_M . Celle-ci se doit d'être inférieure à une certaine limite (ici 32 itérations), pour pouvoir espérer conserver un profil de permittivité ho-

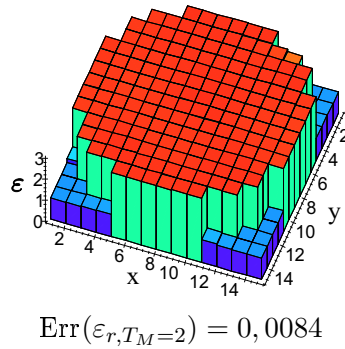
⁶En effet, le nombre limite d'itérations a été fixé à 500.


 FIG. 8.22: Erreur normalisée en fonction de T_M pour la configuration III

homogène tout le long de la simulation. En effet, le nombre d'itérations d'une simulation peut évoluer d'un cas à l'autre. Il n'apparaît donc pas judicieux, au vu de ces résultats, d'effectuer une moyenne des contrastes en toute fin de simulation car l'un des contrastes (χ_x ou χ_y) risque d'être très loin de la solution réelle.

Maintenant le choix de la valeur de T_M peut aussi être effectué à partir de la figure 8.22 puisque le minimum de l'erreur, pour n'importe quel contraste (χ_x ou χ_y), se situe pour un T_M égal à 2.

Le valeur de l'erreur y est très faible ($\text{Err}(\epsilon_r, T_M=2) = 0,0084$) et le profil obtenu est excellent (figure 8.23).


 FIG. 8.23: Profil de permittivité reconstruit dans la bande [2–3] GHz avec 3 fréquences, avec régularisation, pour la configuration III et avec $T_M = 2$

Le profil de permittivité reconstruit surpasse en qualité toutes les simulations réalisées jusqu'ici. La détection et la caractérisation de l'objet est extrêmement fiable. Sa forme correspond à celle du contraste réel (figure 8.3, page 168) et ce pour chaque pixel.

Dans ce cas d'étude, l'apport de la contrainte d'isotropie est donc décisif sur la qualité des reconstructions, cela grâce à une amélioration extrêmement simple du code d'optimisation.

Étude sur le bruit

La période déterminant l'application de la moyenne entre les deux contrastes reste identique à celle définie plus haut : soit $T_M = 2$. On s'intéresse uniquement à l'ensemble moyenné des deux contrastes.

L'évolution du paramètre $\text{Err}(\varepsilon_{r, T_M=2})$ en fonction du SNR est présentée figure 8.24. Les profils reconstruits sont affichés sur la figure 8.25 pour quatre valeurs de SNR (10, 12, 20 et 26 dB).

Au vu des profils présentés, l'évolution de l'erreur peut être scindée en deux parties majeures dont la limite est définie pour un SNR de 12 dB.

Pour une valeur inférieure, l'algorithme de reconstruction est incapable de situer précisément l'objet et encore moins de définir sa forme. La caractérisation de l'objet est dans ce cas inaccessible.

Dès que le SNR est supérieur à 12 dB, la forme de l'objet et son caractère homogène apparaissent. Ensuite, la fonction converge vers une erreur minimale définie pour un bruit négligeable.

Ceci nous permet de définir un niveau de bruit pour lequel la caractérisation de l'objet devient compromise ($\text{SNR} \leq 12$ dB).

8.5.5 Configuration IV : Cas 2D-TE avec champ d'antennes

Afin de terminer cette étude sur le cylindre homogène, une dernière série de simulations a été effectuée en polarisation 2D-TE et avec le champ des antennes ETSA.

Détermination des paramètres initiaux

Le premier objectif de l'étude consiste à déterminer la bande de fréquence optimale pour la suite des simulations. Ainsi, la bande fréquentielle [2-3] GHz avec trois points de fréquence équirépartis est rapidement apparue comme étant celle offrant l'objet le plus proche du cylindre vrai. Cette configuration sans régularisation nécessite 2 h 15 min de calculs.

Les profils obtenus sont présentés sur les figures 8.26 et 8.27. L'erreur s'élève à $\text{Err}(\varepsilon_{r, \frac{\chi_x + \chi_y}{2}}) = 0,132$ pour l'ensemble moyenné des deux contrastes. Cette valeur est quasiment identique à celle obtenue avec ondes planes. En ce qui concerne celle sur χ_x elle vaut 0,134 et pour χ_y on obtient 0,130.

Des quatre autres configurations présentées précédemment, la reconstruction de permittivité sans régularisation en polarisation 2D-TE avec champ d'antenne, génère le profil avec l'erreur la plus faible.

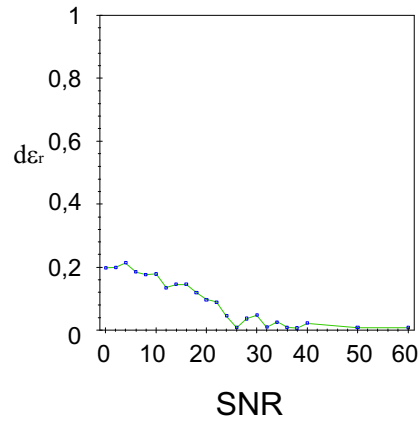


FIG. 8.24: Erreur normalisée en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour la configuration III

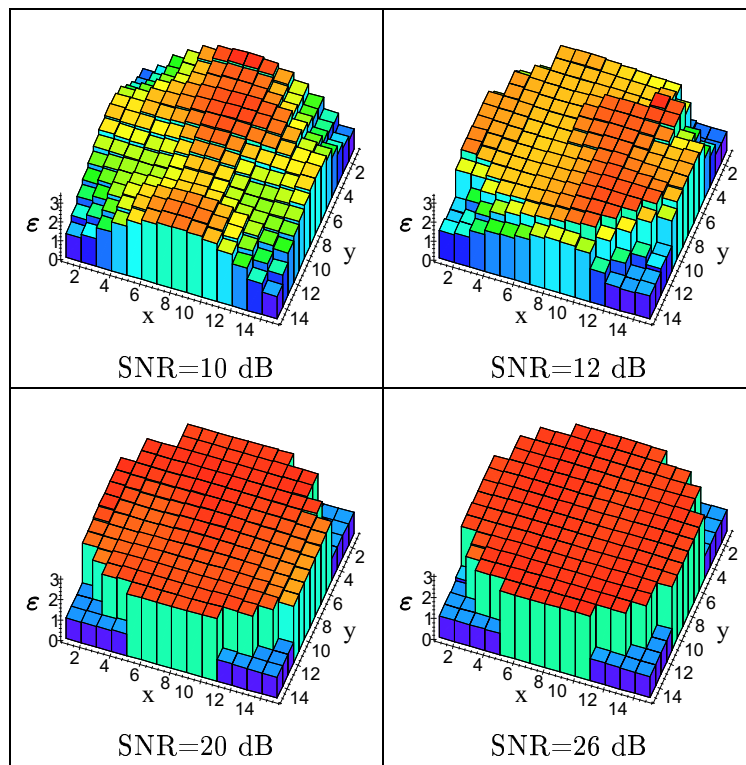


FIG. 8.25: Profils reconstruits en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour la configuration III

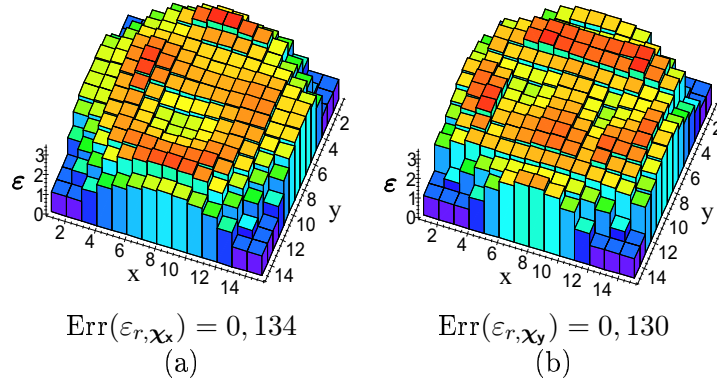


FIG. 8.26: Profils de permittivité de χ_x (a) et χ_y (b), reconstruits dans la bande [2–3] GHz avec 3 fréquences, sans régularisation et pour la configuration IV

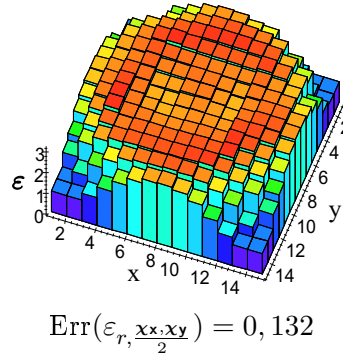


FIG. 8.27: Moyenne des profils de permittivité de χ_x et χ_y pour le même cas

Application de la régularisation

Pour poursuivre cette étude et faire suite à la définition de la bande optimale de reconstruction, on détermine les paramètres de régularisation. Ceux-ci sont présentés dans le tableau 8.5 tandis que les profils générés constituent les figures 8.28 et 8.29. Le temps de calcul s'élève alors à 2 h 40 min.

L'erreur sur le contraste vrai est de $\text{Err}(\varepsilon_r, \chi_x) = 0,126$ pour χ_x et $\text{Err}(\varepsilon_r, \chi_y) = 0,114$ pour χ_y ce qui génère une erreur $\text{Err}(\varepsilon_r, \frac{\chi_x + \chi_y}{2}) = 0,120$ sur le contraste moyenné.

Le caractère homogène du contraste diélectrique de l'objet apparaît. Sa forme est précisée mais contrairement au cas 2D-TE avec ondes planes (configuration III), la régularisation est nettement moins décisive. L'objet reconstruit, que ce soit pour l'ensemble moyenné des contrastes ($\frac{\chi_x + \chi_y}{2}$) ou

$\zeta_{\varepsilon_r}=0,01$
$\zeta_{\sigma}=0,0007$
$\delta_{\varepsilon_r}=1,4$
$\delta_{\sigma}=0,0015$

TAB. 8.5: Paramètres de régularisation pour la configuration IV

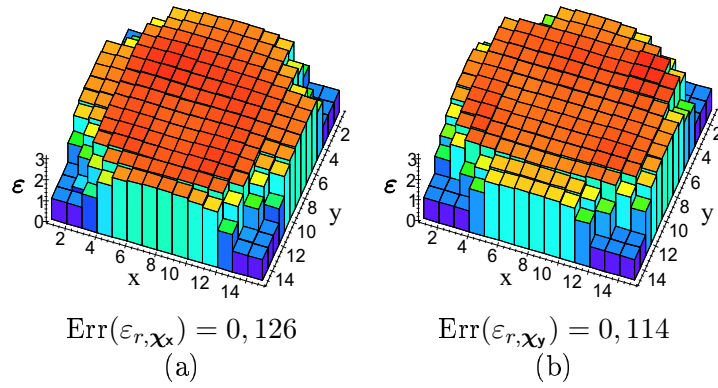


FIG. 8.28: Profils de permittivité de χ_x (a) et χ_y (b), reconstruits dans la bande [2–3] GHz avec 3 fréquences, avec régularisation et pour la configuration IV

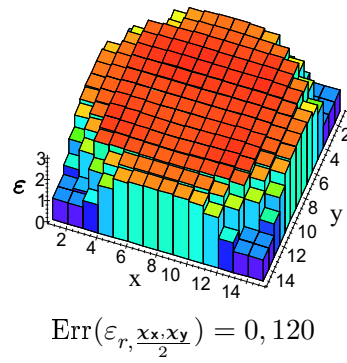


FIG. 8.29: Moyenne des profils de permittivité de χ_x et χ_y pour le même cas

pour chacun pris indépendamment contient encore quelques erreurs.

En revanche, même si le phénomène est moins marqué que dans la configuration III, l'anisotropie des deux contrastes χ_x et χ_y est effective. L'application de la moyenne devrait donc, une fois encore, permettre de les homogénéiser et par la même occasion de diminuer l'erreur sur la reconstruction.

Détermination de la période d'application de la moyenne

La stratégie est la même que pour la configuration III, dix simulations sont effectuées avec une période deux fois plus grande entre deux simulations successives. La courbe de l'erreur est présentée sur la figure 8.30.

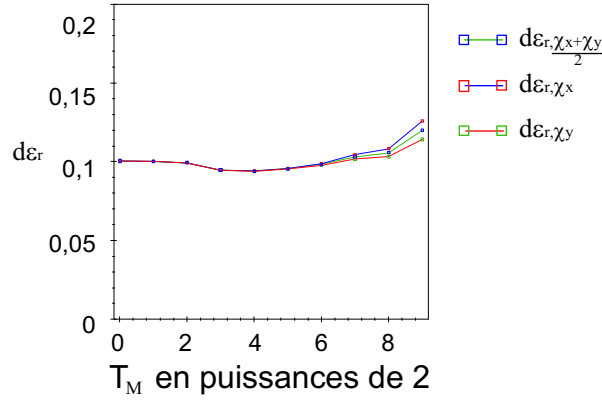


FIG. 8.30: Erreur normalisée en fonction de T_M pour la configuration IV

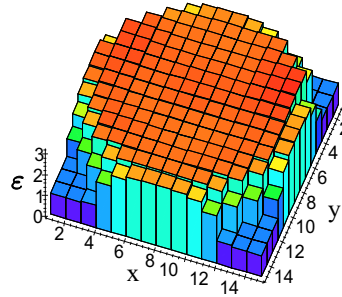
Le graphe montre bien que les reconstructions avec champ d'antenne en 2D-TE convergent moins bien qu'avec des ondes planes. Malgré cela, et comme pour les simulations avec ondes planes, la courbe de l'erreur atteint un minimum avant de terminer par une divergence totale des contrastes χ_x et χ_y .

Pour le cas présent, la valeur optimale de T_M est de $2^5 = 16$. Pour optimiser l'isotropie du profil obtenu, une moyenne des deux contrastes est nécessaire toutes les 16 itérations.

Le profil alors engendré est présenté sur la figure 8.31.

L'application de la moyenne sur les contrastes a généré, une nouvelle fois, une amélioration de la reconstruction du profil puisque l'erreur $\text{Err}(\epsilon_r, \frac{\chi_x + \chi_y}{2})$ sur le contraste vrai décroît de 0,120 à 0,093.

En comparaison avec les simulations en ondes planes, cette valeur est encore élevée, mais le profil généré fait apparaître distinctement la forme et l'homogénéité de l'objet.



$$\text{Err}(\varepsilon_{r,T_M=16}) = 0,093$$

FIG. 8.31: Profil de permittivité reconstruit dans la bande [2–3] GHz avec 3 fréquences, avec régularisation, pour la configuration IV et avec $T_M = 16$

Étude sur le bruit

Pour cette étude sur l'ajout de bruit sur le champ diffracté, on conserve la valeur de T_M à 16 et on s'intéresse uniquement à l'ensemble moyenné des deux contrastes.

L'évolution de $\text{Err}(\varepsilon_{r,T_M=16})$ en fonction du SNR est présentée figure 8.32. Les profils reconstruits sont affichés sur la figure 8.33 pour quatre valeurs de SNR (20, 24, 30 et 36 dB).

La présentation des profils reconstruits montre que la détection de l'objet peut se faire à partir d'un SNR proche de 24 dB. La forme du cylindre est loin d'apparaître mais un profil ressort du bruit ambiant.

Quand le SNR est supérieur ou égal à 30 dB, la caractérisation de l'objet peut débuter. Le profil est homogène et sa forme devient peu à peu cylindrique.

L'évolution de l'erreur de reconstruction en fonction du SNR illustre bien ce phénomène. En effet, à partir de 30 dB, l'erreur est inférieure à 0,15 et tend vers 0, tandis que pour des niveaux de SNR inférieurs, elle ne cesse de croître.

8.5.6 Synthèse sur la polarisation 2D-TE

Les simulations effectuées en polarisation 2D-TE ont permis de mettre en évidence plusieurs phénomènes nouveaux dans ce type d'imagerie.

Ainsi, le fait de moyenner périodiquement les contrastes χ_x et χ_y permet de prendre en compte le caractère isotrope du cylindre. Cette opération a pu notamment dans le cas des ondes planes générer un profil excellent puisque l'erreur y était infime (inférieure 10^{-2}). Dans le cas du champ d'antennes, les reconstructions sont aussi bonnes qu'en 2D-TM.

De plus, la contrainte supplémentaire imposée sur l'isotropie du milieu et des objets permet, à chaque fois, de diminuer sensiblement l'erreur sur

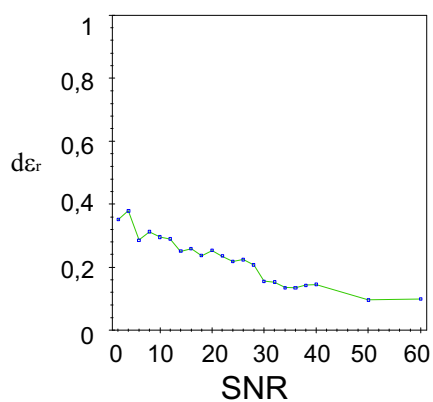


FIG. 8.32: Erreur normalisée en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour la configuration IV

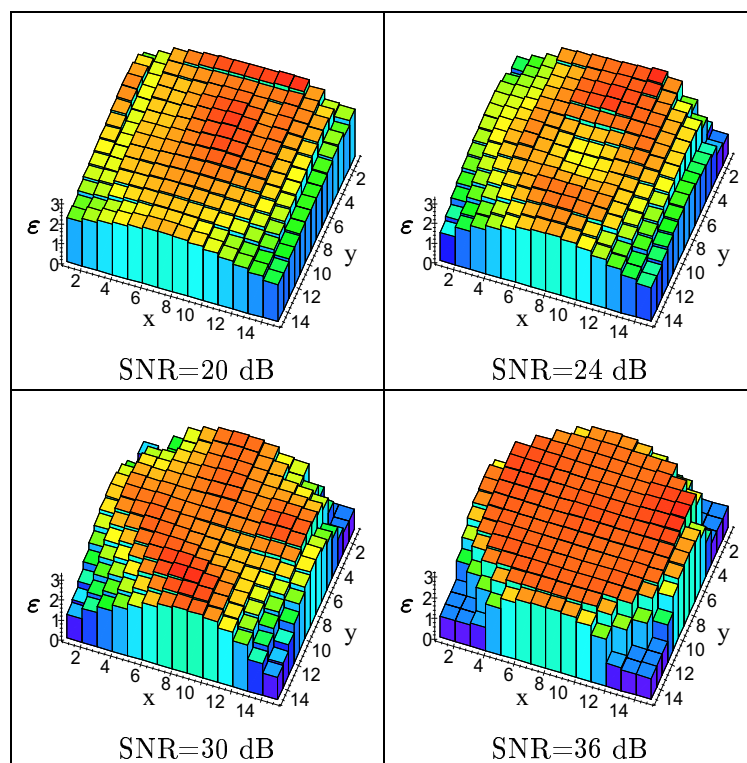


FIG. 8.33: Profils reconstruits en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour la configuration IV

le contraste moyenné. Pour cela, une faible valeur de T_M doit être imposée pour que les calculs ne divergent pas et ne contrarient définitivement les reconstructions des contrastes χ_x et χ_y .

D'autre part, le comportement du code d'optimisation face au bruit est lui aussi très bon. La caractérisation de l'objet peut se faire dès un SNR de 30 dB. Dans cette polarisation, l'algorithme est aussi robuste face à l'ajout de bruit que pour le 2D-TM.

8.5.7 Synthèse sur le code élaboré

Les reconstructions présentées pour les configurations I à IV sont toutes issues du code de problème direct avec fonctions toit associé avec un code d'optimisation.

Dans le cas présenté ici, le logiciel généré est capable de reconstruire le profil diélectrique d'un cylindre homogène dans les polarisations 2D-TM et 2D-TE. De plus son comportement est robuste face à l'ajout de bruit.

Les temps de calculs en polarisation 2D-TE sont plus longs (2 h 30 min en 2D-TE contre 45 min en 2D-TM pour cette configuration), ceci s'explique par la taille des matrices à gérer et à inverser qui sont deux à quatre fois plus grandes. Ceci est un défaut minime à l'encontre des reconstructions en 2D-TE.

En effet, il arrive fréquemment lors des simulations que l'augmentation du nombre des fréquences dégrade les profils obtenus. On se trouve alors limité par l'information à disposition. La considération d'une autre polarisation peut très bien permettre de faire converger le code plus rapidement vers le bon profil puisque l'information disponible est différente.

Dans ces conditions, le changement de polarisation peut introduire une information plus variée que celle provenant du changement de fréquence. L'association des reconstructions dans les deux polarisations peut apporter un bénéfice non négligeable aux reconstructions d'objet.

8.6 Combinaison de polarisation

Toutes les études présentées jusqu'ici sont réalisées sans aucune association de polarisation. Chaque simulation est menée uniquement en polarisation 2D-TE ou 2D-TM.

Il est évident que toutes ces simulations étaient nécessaires pour pouvoir vérifier la capacité du logiciel à reconstruire un objet dans chaque polarisation.

Il devient maintenant intéressant de tester l'apport qu'elles peuvent avoir l'une sur l'autre. Cette section s'intéresse à la combinaison des polarisations ou simulations en cascade (Chou and Kiang [1999a]). Cette combinaison est peu étudiée mais mérite une certaine attention.

Dans cette configuration les simulations des deux types de polarisations sont associées par le fait que le résultat de l'une sert d'estimée initiale pour l'autre. L'ensemble de la simulation est toujours effectué sur 500 itérations mais peut être coupé en petits intervalles de 50 itérations dans lesquels est réalisée une simulation par polarisation.

8.6.1 Combinaison de polarisation pour un champ incident en ondes planes

Parmi toutes les possibilités offertes, deux scenarii ont été sélectionnés. Pour chacun d'eux, dix simulations de 50 itérations sont nécessaires pour atteindre la valeur limite de 500 itérations.

Pour le premier, les calculs débutent par une simulation en 2D-TM et sont suivis par une seconde en 2D-TE, ce plan se répète donc 5 fois. Ce scénario est appelé COMBINAISON 1.

En ce qui concerne le deuxième, baptisé COMBINAISON 2, l'idée est identique mais les calculs commencent par une simulation en 2D-TE.

Cela permet donc de vérifier que les deux scenarii convergent tous les deux vers la solution et de façon similaire.

Tous les paramètres définissant la bande fréquentielle, le nombre de fréquences et les différents poids et seuils de régularisation sont les mêmes que ceux fixés dans la section 8.5.1 page 175 pour le 2D-TM et section 8.5.4 page 183 pour le 2D-TE.

Résultats et commentaires

L'évolution de l'erreur normalisée est représentée sur la figure 8.34 et les profils finaux pour les deux types de combinaison sur la figure 8.35.

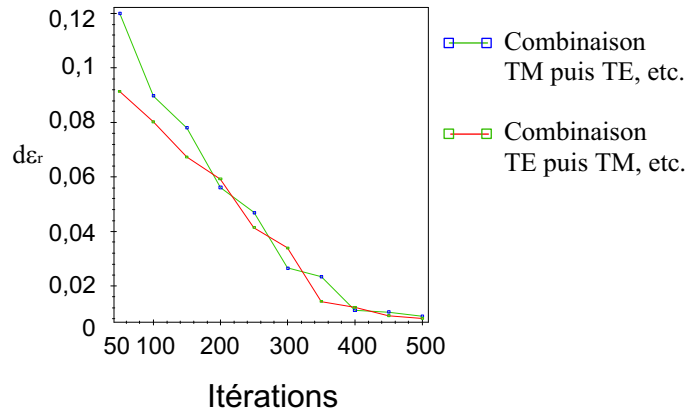


FIG. 8.34: Combinaison de polarisation pour un champ incident en ondes planes – Erreur normalisée en fonction des itérations

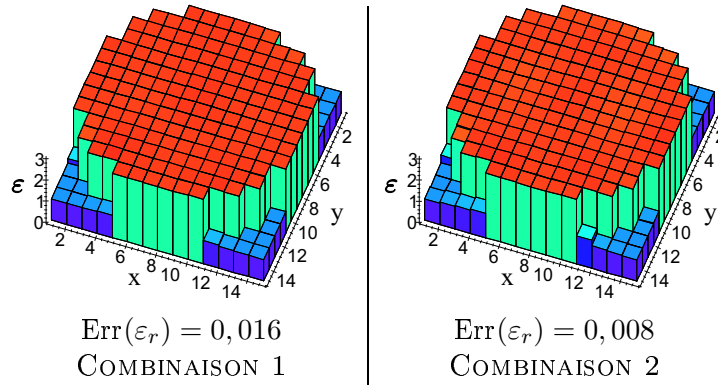


FIG. 8.35: Combinaison de polarisation pour un champ incident en ondes planes – Profils de permittivité

Dans les deux cas, les simulations convergent très bien puisque l'erreur est très faible (inférieure à 0,02). Pour chaque combinaison, l'évolution de l'erreur est stable et continue, elle est d'ailleurs quasi similaire pour les deux cas et toutes deux semblent adaptées pour fournir un profil proche du cas réel.

Cette remarque est très bien illustrée par la figure 8.35, puisque la forme des profils reconstruits suit exactement celle du profil réel.

Ces deux études ont donc permis de mettre en évidence la qualité des reconstructions qu'il est possible d'obtenir en usant de peu d'itérations pour le cas de polarisation 2D-TE. Son intérêt se situe dans le temps de calcul final qui est de 1 h 30 min contre 2 h 30 min pour un cas de simulation complet en 2D-TE. Ainsi, il est possible de reconstruire un profil présentant très peu d'erreurs en un temps beaucoup plus court (diminution de plus d'un tiers du temps de calcul).

8.6.2 Poids de la polarisation 2D-TE sur la combinaison de polarisation en ondes planes

Partant des résultats obtenus dans la section précédente, nous avons tenté de quantifier le poids de la reconstruction en 2D-TE sur l'ensemble de la simulation. En effet, sans l'apport de la combinaison de polarisation, les simulations en 2D-TM convergent beaucoup plus lentement et génèrent alors un profil de permittivité moins proche du profil vrai.

L'information sur le contraste provenant de la polarisation 2D-TE est donc de meilleure qualité mais est plus coûteuse en temps de simulation. Une série de simulations a alors été réalisée pour visualiser l'effet des reconstructions en polarisation 2D-TE sur celles en 2D-TM.

Ainsi, chaque ensemble de simulations est effectué sur 500 itérations, une

première en 2D-TE et la suivante en 2D-TM prenant le profil reconstruit du 2D-TE comme estimée initiale. Le nombre N_{TE} d'itérations pour les reconstructions en 2D-TE s'étend de 0 à 500 par pas de 50 tandis que celui utilisé pour le 2D-TM correspond au complément à 500 de N_{TE} .

Les paramètres de simulation et de régularisation sont identiques à ceux de la section précédente.

La figure 8.36 représente le calcul de l'erreur finale (après les 500 itérations) en fonction du nombre d'itérations choisies pour le 2D-TE (équivalent au « poids » de la polarisation 2D-TE sur l'ensemble de la simulation).

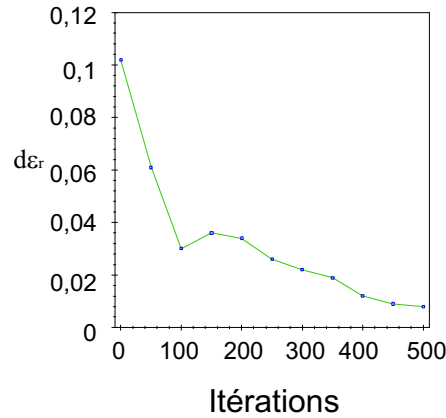


FIG. 8.36: Combinaison de polarisation pour un champ incident en ondes planes – Erreur normalisée en fonction du « poids » de la polarisation 2D-TE

Cette courbe met bien en valeur qu'un nombre limité d'itérations en 2D-TE génère des profils remarquables. Ainsi, avec seulement 100 itérations dans cette polarisation, l'erreur est déjà inférieure à 0,04, ce qui peut être considéré comme très convenable (figure 8.37).

Dans ce cas, l'erreur après les simulations en polarisation 2D-TE (égale à 0,079) est déjà faible mais la forme de l'objet contient encore quelques erreurs qui disparaissent ensuite totalement grâce à l'utilisation de la polarisation 2D-TM.

Cette étude montre bien l'apport de la polarisation sur les reconstructions. Ainsi, le profil de permittivité obtenu avec une des polarisations peut servir d'estimée initiale pour l'autre et permettre une convergence plus rapide et un temps de calcul plus court.

8.6.3 Combinaison de polarisation avec champ d'antennes

Pour terminer les simulations avec combinaison de polarisation, une nouvelle étude a été menée mais cette fois en considérant le champ des antennes

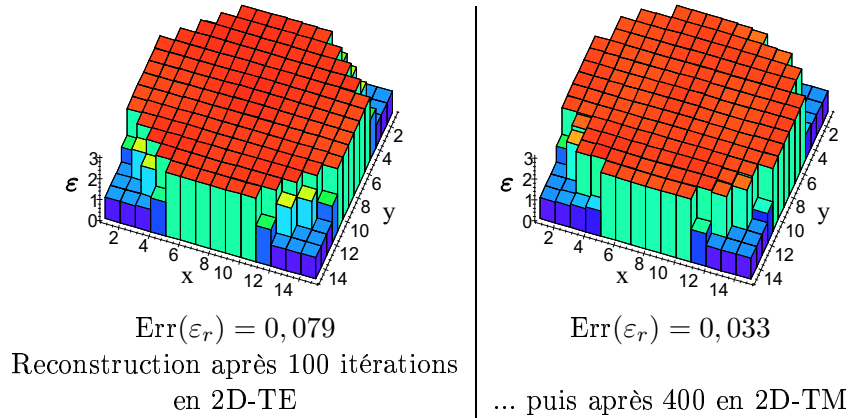


FIG. 8.37: Combinaison de polarisation pour un champ incident en ondes planes – Profils de permittivité pour un « poids » de 100 itérations en 2D-TE

comme champ incident. Le scénario est identique à celui de la section 8.6.1, page 196 : 50 itérations sont réalisées en polarisation 2D-TE puis 50 autres en polarisation 2D-TM et cela pour atteindre un nombre final de 500.

Pour l'étude présentée dans cette section, seules les simulations débutant par la polarisation 2D-TE (soit la COMBINAISON 2) sont présentées. En effet, les simulations avec ondes planes ont montré une certaine homogénéité des résultats pour les deux combinaisons (section 8.6.1). La présentation d'une seule des deux combinaisons suffit pour conclure.

De même que pour l'étude avec ondes planes, tous les paramètres définissant la bande fréquentielle, le nombre de fréquences et les différents poids et seuils de régularisation sont les mêmes que ceux fixés dans la section 8.5.2 page 177 pour le 2D-TM et section 8.5.5 page 188 pour le 2D-TE.

Résultats et commentaires

La courbe de l'erreur normalisée est présentée sur la figure 8.38 et le profil final sur la figure 8.39.

L'évolution de l'erreur normalisée est ici continue et semble converger lentement. Le processus d'optimisation est donc stable au cours des itérations et prend une valeur très proche de celle obtenue en polarisation 2D-TM (qui valait alors 0,087).

Le profil reconstruit traduit bien cette valeur. L'objet est retrouvé sans difficultés et son caractère homogène apparaît nettement. En revanche, la valeur de $\text{Err}(\varepsilon_r)$ se traduit par des erreurs sur la définition exacte de la forme du cylindre. Malgré ce défaut, la reconstruction peut être définie comme très bonne.

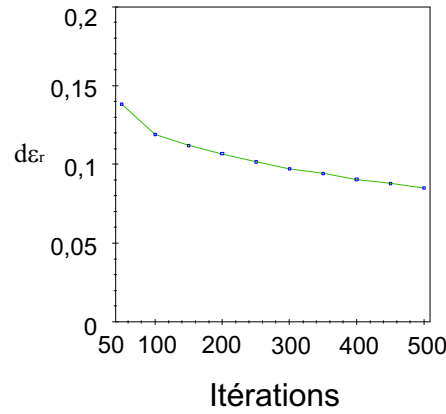


FIG. 8.38: Combinaison de polarisation avec champ d'antennes – Erreur normalisée en fonction des itérations

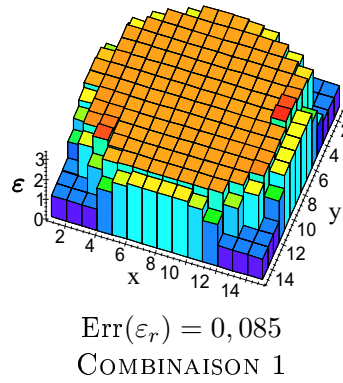


FIG. 8.39: Combinaison de polarisation avec champ d'antennes – Profils de permittivité

8.6.4 Synthèse

À notre connaissance une seule étude a été publiée sur la combinaison de polarisation en deux dimensions pour l'imagerie microonde (Chou and Kiang [1999a]). La reconstruction du profil de permittivité en polarisation 2D-TE est coûteuse en temps de calcul et en espace mémoire, l'association des polarisations peut donc minimiser ces contraintes et apparaît alors pleine de potentialités.

Chaque polarisation apporte une certaine quantité d'information sur l'objet à reconstruire, il peut alors s'avérer très utile de combiner toutes ces informations pour faire converger plus rapidement l'algorithme d'optimisation. Dans certains cas, on peut même espérer que l'utilisation du profil généré par une polarisation peut servir à l'autre pour lui permettre

de quitter un minimum local.

L'emploi de la combinaison des polarisations accroît donc les données sur l'objet à reconstruire, utilisée à bon escient, elle n'en sera que bénéfique.

Ainsi, les résultats présentés dans cette section démontrent qu'en remplacement de simulations n'associant pas les deux types de polarisation, une combinaison de celles-ci générera un profil au moins aussi proche de l'objet réel que la meilleure d'entre elles et pour un temps de calcul sensiblement inférieur à celui de la polarisation 2D-TE.

8.7 Prise en compte de l'anisotropie

L'implémentation, dans le code d'imagerie, de la polarisation 2D-TE permet, en supplément de toutes les extensions présentées dans les sections précédentes, de prendre en compte l'anisotropie du milieu et des objets étudiés.

Afin de présenter cette nouvelle option du code, un cas simple d'objet enterré et illuminé par une onde plane, a été considéré. L'intérêt de cette étude se situe dans la possibilité de reconstructions anisotropiques et non dans l'utilité d'un champ incident issu d'antennes ou non. C'est pourquoi le champ incident considéré est constitué d'ondes planes.

8.7.1 Configuration des simulations

La figure 8.40, représente la configuration de simulation choisie. Le milieu sondé est du sable de permittivité relative $\varepsilon_r = 2,55$ et de conductivité faible $\sigma = 0,00833$ S/m, équivalent à un faible taux d'humidité (environ 2 %) (Von Hippel [1954]).

La ligne de mesure est constituée de 11 capteurs disposés sur le sol et éloignés d'un pas spatial de 3,25 cm, ce qui induit une longueur de ligne de 32,5 cm (section 5.1, page 99) L'objet est un parallélépipède rectangle, de section carrée, dont les différents éléments du tenseur de permittivité relative valent $\varepsilon_{r,x} = 3$ et $\varepsilon_{r,y} = 2$ et $\sigma_{r,x} = \sigma_{r,y} = 0,00833$ S/m pour les éléments du tenseur de conductivité. Le côté du carré est de 5,8 cm et sa distance à la ligne de mesure s'élève à 32,5 cm.

Le profil de permittivité exact est représenté sur la figure 8.41.

Cette configuration met en évidence le caractère anisotrope de l'objet, ainsi la partie réelle du contraste χ_x de l'objet est positive tandis qu'elle est négative pour χ_y . Le domaine de simulation est un carré de 13 cm de côté maillé avec 9 cellules carrées par côté. L'objet est inséré dans ce domaine et excentré (figure 8.41). Chaque simulation est effectuée sur 500 itérations.

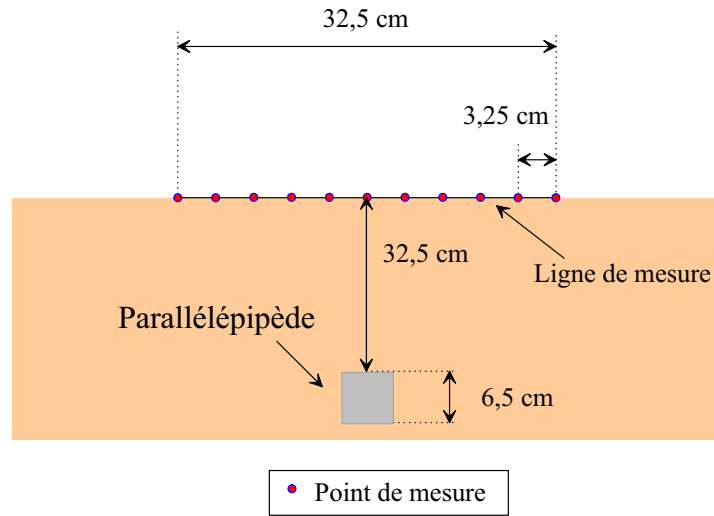


FIG. 8.40: Configuration d'étude

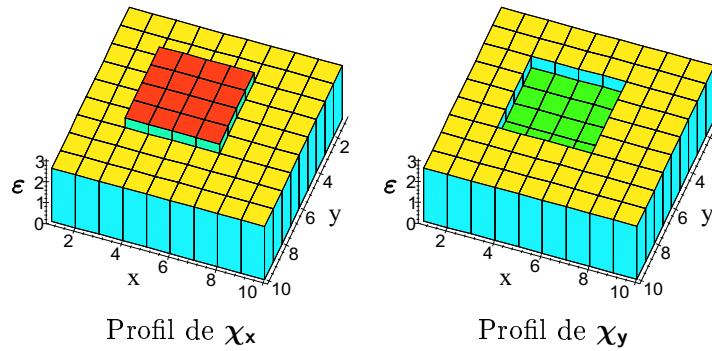


FIG. 8.41: Profils de permittivité du parallélépipède anisotrope

8.7.2 Résultats obtenus

Bien qu'ici l'objet soit anisotrope, le scénario des simulations est identique aux autres études. Tout d'abord, on détermine la bande de fréquence optimale puis on applique la régularisation.

Ainsi, les fréquences offrant les meilleures reconstructions sont contenues dans la bande $[0,3-1,3]$ GHz avec trois points équirépartis. Le temps de calcul s'élève à 8 min. Les simulations réalisées ont permis d'aboutir aux profils de la figure 8.42.

Étant donné le plus faible nombre de cellules de maillage utilisées dans le cas présent et la formule de $\text{Err}(\varepsilon_r)$ ((8.2), page 168), il est évident que l'erreur sera moins élevée dans ce cas que pour les études sur le cylindre isotrope.

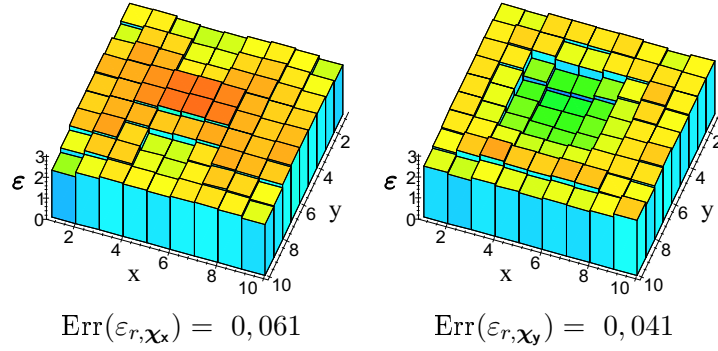


FIG. 8.42: Profils de permittivité anisotrope dans la bande $[0,3-1,3]$ GHz avec 3 fréquences et sans régularisation

Malgré ce paramètre, la valeur de l'erreur est quand même considérée comme faible, et même sans régularisation, le profil reconstruit pour les deux contrastes donne déjà une idée de l'anisotropie du parallélépipède. En effet, le profil χ_x , même s'il est loin de la valeur vraie semble présenter un contraste supérieur à 0 par rapport au milieu extérieur, tandis que la conclusion est opposée pour χ_y .

Partant des résultats prometteurs obtenus dans cette bande fréquentielle, l'application de la régularisation a débuté. Les différents poids et seuils sont affichés dans le tableau 8.6 et les profils reconstruits sur la figure 8.43. Le temps de simulation est de 9 min.

$\zeta_{\varepsilon_r}=0,015$
$\zeta_{\sigma}=0,05$
$\delta_{\varepsilon_r}=0,22$
$\delta_{\sigma}=0,02$

TAB. 8.6: Paramètres de régularisation

Les résultats obtenus avec régularisation, confirment bien que le logiciel d'optimisation basé sur le problème direct avec des fonctions de base en toit est capable de traiter des cas anisotropes. Les deux profils sont identiques aux profils vrais et l'erreur y est très faible. Les poids et seuils définis sont parfaitement adaptés à la particularité de cette configuration.

Étude sur le bruit

Pour cette étude, étant donnée l'anisotropie de l'objet, le calcul de l'erreur sur le contraste se fait indépendamment sur χ_x (figure 8.44) et χ_y (figure 8.46).

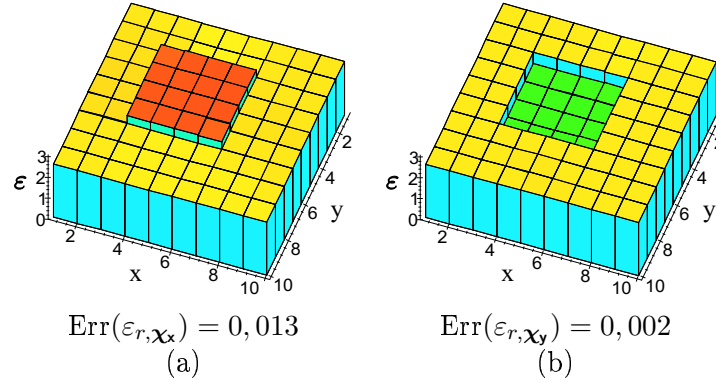


FIG. 8.43: Profil de permittivité anisotrope de χ_x (a) et χ_y (b) obtenu avec régularisation

L'étude de $\text{Err}(\varepsilon_r, \chi_x)$ montre que pour un niveau de SNR inférieur à 12 dB, la fonction présente une augmentation importante. Sur les profils reconstruits, cette accroissement correspond au niveau limite pour une caractérisation précise de l'objet (figure 8.45).

Pour des SNR supérieurs à 12 dB, la forme de l'objet et son caractère homogène apparaissent clairement.

Ces figures montrent de plus que le seuil de détection peut être défini pour un SNR proche de 8 dB. Des niveaux inférieurs masquent totalement l'objet dans le bruit ambiant.

L'étude du contraste χ_y est identique. Pour des niveaux de SNR supérieurs à 10 dB, la caractérisation de la composante χ_y du tenseur est de plus en plus aisée.

En revanche, le niveau de détection de l'objet est difficile à déterminer. Pour un SNR de 0 dB, l'objet paraît encore discernable mais le niveau de SNR est tel qu'on pourrait le confondre avec le bruit ambiant de l'image. Les premiers effets de la régularisation apparaissent dès 8 dB. Le profil de l'image est lissé et l'objet est visualisé. On peut donc conclure que le seuil de détection pour le contraste χ_y est de 8 dB.

D'une manière générale, le comportement du logiciel est très robuste face au bruit pour cet objet anisotrope et dans cette configuration. Cela ne fait que confirmer nos conclusions antérieures.

8.7.3 Synthèse

Cette étude a pour seul but de démontrer la faisabilité de reconstructions d'objets anisotropes. La configuration de simulation est simple et met bien en valeur l'anisotropie de l'objet considéré.

Les simulations réalisées, tout d'abord sans régularisation, permettent

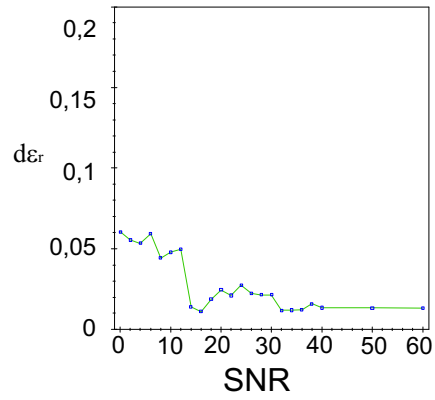


FIG. 8.44: Erreur normalisée sur le contraste χ_x en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour l'objet anisotrope

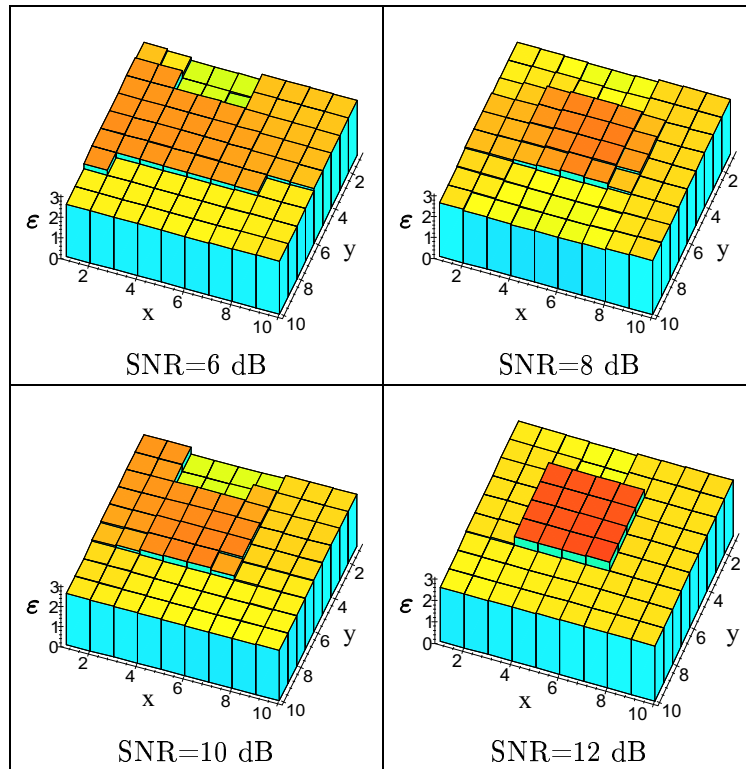


FIG. 8.45: Profils de χ_x reconstruits en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour l'objet anisotrope

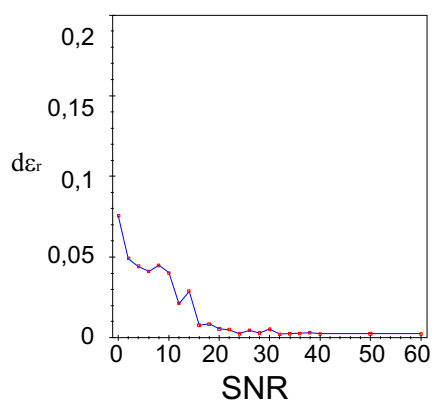


FIG. 8.46: Erreur normalisée sur le contraste χ_y en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour l'objet anisotrope

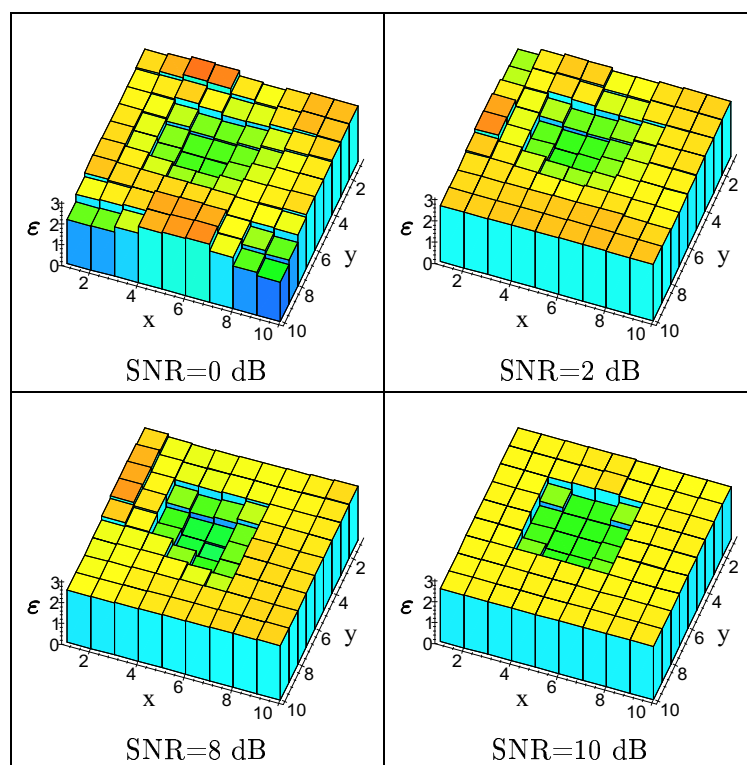


FIG. 8.47: Profils de χ_y reconstruits en fonction du SNR. Simulations réalisées avec régularisation et pour l'objet anisotrope

de montrer les potentialités du code sur cette configuration particulière. Chaque profil reconstruit met bien en évidence la positivité ou la négativité du contraste.

Avec l'application de la régularisation, les deux profils obtenus permettent, en supplément, de caractériser l'objet. Ainsi, il apparaît homogène et de forme carré. Cette simulation donne accès aux valeurs du tenseur de permittivité du parallélépipède.

L'étude sur l'évolution de la qualité des reconstructions face à l'ajout de bruit confirme encore une fois la robustesse du code. Même avec des niveaux de bruit élevés (SNR faible) la détection et la caractérisation de l'objet est encore possible.

Cette étude prouve que le logiciel développé en mode TE associant la résolution d'un problème direct avec des fonctions de base en toit à un logiciel d'optimisation, permet de reconstruire des objets anisotropes.

Chapitre 9

Conclusions pour l'imagerie



– Paris, Conservatoire Nationale des Arts et Métiers –

Les procédés d'auscultation électromagnétique de type GPR nécessitent, en plus de l'optimisation du système de mesure, des algorithmes offrant des reconstructions précises des objets. Le développement des techniques d'imagerie microonde entamé depuis plusieurs années suit cet objectif.

Pour cela, un algorithme itératif d'imagerie basé sur la résolution des problèmes direct et inverse doit être constitué de deux méthodes numériques fiables et robustes sur un large spectre de configurations. C'est dans ce but qu'a été développé le code de diffraction électromagnétique du chapitre 5.

Le problème direct se présente sous la forme d'une équation intégrodifférentielle à résoudre. Cette représentation de l'équation de propagation est résolue grâce à l'application de la méthode des moments. Le maillage du domaine est réalisé par des cellules carrées pour faciliter le développement analytique des intégrales mises en jeu.

En outre, pour répondre à une attente de plus en plus forte de résultats en polarimétrie, le code a été réalisé autour de l'équation de propagation de la polarisation 2D-TM mais aussi 2D-TE. Dans ce dernier cas, et pour conserver l'égalité $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, il est nécessaire d'utiliser des fonctions de base en forme de toit dont le domaine de définition est étalé sur quatre cellules. Les fonctions de test sont, quant à elles, des fonctions porte définies sur une seule cellule. Enfin, nous avons conservé le caractère anisotrope des milieux et des objets dans le développement des équations de propagation.

Ainsi, l'architecture de l'algorithme du problème direct peut être considérée comme la résolution d'une seule équation à laquelle peuvent se joindre ou se soustraire différents termes en fonction de la polarisation choisie.

Les exemples présentés par la suite dans les deux polarisations montrent l'efficacité du code sur de nombreuses configurations. Ces simulations ont été menées sur des cas critiques pour les algorithmes traditionnels en Point/Segment dans la polarisation 2D-TE.

L'algorithme de diffraction électromagnétique développé au cours de cette thèse a prouvé sa fiabilité sur un large panel de cas test allant d'un contraste de permittivité faible à fort (>50 en partie réelle). Il est parfaitement adapté pour une utilisation dans un code d'imagerie microonde bidimensionnelle.

Dans un deuxième temps et dans le cadre du problème inverse, un logiciel d'optimisation de type gradient conjugué a été modifié (chapitre 7). Initialement développé pour une utilisation en imagerie bidimensionnelle dans le cas de polarisation 2D-TM, ces modifications avaient pour objectif une adaptation supplémentaire au cas de polarisation 2D-TE.

Ces évolutions, associées au code de diffraction électromagnétique, ont engendré un nouveau logiciel d'imagerie microonde capable de prendre en compte la diversité de polarisation des configurations bidimensionnelles. Afin de tester ce nouveau logiciel, un cas déjà étudié auparavant (avec une méthode en Point/Segment pour le problème direct) a été considéré.

Tout d'abord, les simulations réalisées en polarisation 2D-TM ont permis de vérifier la qualité des reconstructions obtenues avec le logiciel. Cette version avec fonctions toit génère des profils de permittivité aussi proches du contraste vrai que celle en Point/Segment. Il en est de même pour la polarisation 2D-TE où le code donne des résultats de très bonne qualité. Dans tous les cas, l'erreur sur le contraste après régularisation est inférieure à 0,1.

D'autre part, les différentes configurations testées ont permis de mettre en évidence la robustesse du logiciel face à l'ajout de bruit sur le champ diffracté. Pour les deux polarisations, et dans le cas testé ici, le meilleur comportement est obtenu avec un champ incident en ondes planes.

Enfin, l'étude de la polarisation 2D-TE donne accès à l'anisotropie du milieu et des objets. Dans le cas considéré, le cylindre est isotrope. L'ajout de cette information a priori sur la reconstruction de profil a , dans tous les cas, permis de faire converger plus rapidement l'algorithme.

En complément à la diversité de polarisation, la combinaison de celles-ci constitue un domaine d'étude supplémentaire.

La majorité des simulations réalisées en 2D-TM ou en 2D-TE montre que l'accroissement du nombre de fréquences n'améliore pas, à partir d'une certaine limite, la qualité des reconstructions. Pour cela, une diversité plus importante de l'information est nécessaire. Les études présentées ici prouvent que, dans certains cas, la combinaison des polarisations peut répondre à cette attente.

Enfin, pour clôturer cette série d'études, une configuration de reconstruction mettant en jeu un objet anisotrope a été considérée. Les simulations réalisées permettent de mettre en valeur le très bon comportement du code face à ce type d'objet. L'application de la régularisation a, notamment, été décisive puisque l'erreur résultante est négligeable.

Le code d'imagerie présenté dans cette partie est donc capable de traiter la reconstruction d'objets en deux dimensions dans les deux polarisations électromagnétiques, et cela pour des cas homogènes ou hétérogènes et isotropes ou anisotropes.

Chapitre 10

Conclusions générales et perspectives



– Bretagne, Plage d'Illien –



– Bretagne, Plage des Blancs Sablons –

Le travail présenté dans ce manuscrit de thèse est orienté vers les deux domaines de l'imagerie microonde : l'expérimental et le numérique.

Dans le domaine expérimental, nous avons, tout d'abord, conçu et réalisé différentes antennes d'émission-réception de champs électromagnétiques de type ETSA ("Exponential Tapered Slot Antenna") pour diverses applications.

Elles se distinguent par une ultra large bande passante (supérieure à une décade) et une pureté de polarisation élevée. Leur rayonnement est omnidirectionnel en bas de bande, puis de type Vivaldi. Leur poids est faible et une attention particulière a été portée sur l'emploi de matériaux peu onéreux. Leurs caractéristiques électromagnétiques ainsi que leur forme (rayonnement dans le plan longitudinal) en font de très bonnes candidates pour une mise en réseau. Nous avons, ensuite, entrepris de tester ces antennes sur deux sites.

La première campagne de mesures a consisté en la détection de couches minces de chaussées. Le système était constitué de deux antennes de bande passante [0.5–8.3] GHz, reliées à un analyseur de réseau, qui ont été utilisées dans la bande [0.5–6] GHz (limitée par la fréquence maximale de l'analyseur). Les images obtenues par ce radar à impulsions synthétiques ont été comparées à un radar impulsif commercial de fréquence centrale 1,5 GHz.

Les différents relevés de chaussée nous ont permis de vérifier l'excellent comportement de nos antennes pour ce type de mesure en soulignant la nécessité de travailler avec des fréquences élevées.

Dans une seconde phase, deux autres antennes (de bande passante [0,12–3] GHz) ont été utilisées avec un radar à impulsions synthétiques. Ces mesures ont été effectuées sur le site test géophysique du LCPC pour détecter des tuyaux enfouis dans divers sols.

Plusieurs configurations de mesures ont été testées. Les résultats obtenus ont, tout d'abord, permis de vérifier les qualités des radars à impulsions synthétiques face aux radars impulsionnels. Chaque bande étudiée met en valeur différentes informations facilitant la caractérisation des tuyaux.

De plus, cette étude a confirmé l'intérêt des mesures polarimétriques. Dans la majorité des configurations testées, la polarisation VV (équivalent au 2D-TE en imagerie bidimensionnelle) offre les meilleures images. Nous avons aussi mis en évidence l'intérêt d'utiliser la polarisation TE pour améliorer la détection et la discrimination de tuyaux ou d'objets 2D enterrés.

Partant de ces résultats expérimentaux, nous avons décidé de développer un code d'imagerie microonde capable de traiter les deux polarisations du cas 2D.

La première étape a consisté en la réalisation d'un logiciel de diffraction électromagnétique bidimensionnel. Son architecture est basée sur la résolution de l'équation de propagation pour les champs électriques par une méthode des moments. Tout au long des développements théoriques, un soin particulier a été porté sur la prise en compte des polarisations 2D-TE et 2D-TM et sur l'hypothèse d'une anisotropie des milieux.

L'utilisation d'une méthode de moments de type Point/Segment ne permettant pas, dans le cas TE, d'assurer la relation $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ (cette méthode entraîne des erreurs importantes, en particulier, avec des contrastes élevés), notre choix s'est porté sur l'utilisation de fonctions de base en forme de toit, étalées sur plusieurs cellules. Le maillage choisi est carré afin d'éviter un alourdissement des calculs.

Toutes les simulations réalisées confirment la fiabilité du logiciel réalisé. On peut ainsi traiter des objets de formes diverses présentant des contrastes faibles ou élevés et dans les deux types de polarisation.

Pour poursuivre le développement du logiciel d'imagerie, nous avons associé le logiciel de diffraction électromagnétique développé à un logiciel d'optimisation basé sur une méthode de type bigradient conjugué. Le logiciel généré a été baptisé code avec fonctions toit.

L'algorithme d'optimisation est issu d'un logiciel d'imagerie bidimensionnelle pour la polarisation 2D-TM, pour lequel le problème direct est résolu par une méthode Point/Segment.

Plusieurs simulations ont été effectuées avec le logiciel avec fonctions toit. Les premières ont consisté à vérifier qu'il génère d'aussi bonnes recons-

tructions que le code en Point/Segment pour la polarisation 2D-TM.

Puis, nous nous sommes intéressé à la polarisation 2D-TE ainsi qu'à la combinaison des deux cas TE et TM. On constate que dans certains cas, la combinaison des polarisations permet de faire converger plus rapidement les simulations.

Enfin, un objet anisotrope a été étudié. Les simulations réalisées montrent que le logiciel d'imagerie est aussi capable de traiter ces objets en générant des profils très proches du contraste vrai.

Ainsi, nous disposons dorénavant d'un logiciel d'imagerie adapté aux polarisations 2D-TM et 2D-TE et capable de traiter des objets hétérogènes et anisotropes.

Plusieurs axes de recherche sont maintenant envisageables. D'un point de vue expérimental, on peut considérer que nos antennes sont optimisées pour les mesures de type radar. Leur mise en réseau devient intéressante afin de diminuer les temps de mesure.

En effet, lors des campagnes réalisées sur le site test géophysique, le déplacement du module d'émission/réception s'est avéré contraignant. L'utilisation d'un réseau d'antennes associé à un système de commande d'émission/réception électronique aurait été plus efficace.

Dans ce but, il faudra tenter de limiter le couplage inter-antennes qui risque de masquer les objets proches du module. Plusieurs solutions ont été testées (mise en place d'absorbant, décalages des antennes, etc.) mais aucune sur un réseau entier.

D'autre part, il serait intéressant d'effectuer une nouvelle campagne de mesures sur d'autres sols afin de caractériser plus précisément les possibilités offertes par nos antennes, notamment sur des sols humides et/ou plus hétérogènes.

Dans le cadre des études numériques, nous venons de montrer les possibilités du logiciel d'imagerie. Il est maintenant nécessaire de définir ses limites. Pour cela, on pourrait réutiliser la configuration test étudiée par Aliferis (Aliferis [2002]). Des études paramétriques vont devoir être effectuées afin de vérifier l'intérêt de chacune des polarisations, de leur complémentarité et de leur combinaison éventuelle.

Enfin, une étude sur les possibilités de reconstruction d'un objet diélectrique à partir de mesures expérimentales vient de débiter au laboratoire. La ligne de mesure est constituée d'un capteur bistatique de pas spatial variable afin de simuler un réseau d'antennes. Les mesures et simulations associées qui seront effectuées pourront prendre en compte les deux types de polarisation.

Il sera alors intéressant de tester les deux polarisations et leur combinaison dans les reconstructions afin de donner des informations sur leur complémentarité.

Troisième partie

Annexes

Chapitre A

Calcul du champ diffracté

Pour déterminer la formulation du champ diffracté \mathbf{E}^{diff} , il est nécessaire de partir des équations développées dans le chapitre 5 du problème direct. Ainsi, l'équation (5.21)

$$\boxed{\mathbf{E}^{\text{diff}} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0} \left[\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \nabla \nabla \cdot (G * \mathbf{J}^{\text{p}}) + k_0^2 (G * \mathbf{J}^{\text{p}}) \right]} \quad (\text{A.1})$$

permet d'obtenir le champ diffracté par un objet quelconque, et ce quelque soit la polarisation utilisée.

Le développement du calcul s'effectue comme dans le chapitre 5 et permet d'aboutir aux équations (A.2) et (A.3) pour le cas 2D-TE :

$$E_x^{\text{diff}}(x, y) = - \left(k_0^2 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) . \quad (\text{A.2})$$

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^N e_{x,i}^{\text{tot}} \chi_i \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{\text{base},i}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' \\ & - \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \right) . \\ & \sum_{i=1}^N e_{y,i}^{\text{tot}} \chi_i \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{\text{base},i}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' \end{aligned}$$

$$E_y^{\text{diff}}(x, y) = - \left(k_0^2 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) . \quad (\text{A.3})$$

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^N e_{y,i}^{\text{tot}} \chi_i \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{\text{base},i}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' \\ & - \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{ext}}} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \right) . \\ & \sum_{i=1}^N e_{x,i}^{\text{tot}} \chi_i \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{\text{base},i}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' \end{aligned}$$

et (A.4) pour le 2D-TM :

$$E_x^{\text{diff}}(x, y) = -k_0^2 \sum_{i=1}^N e_{x,i}^{\text{tot}} \chi_i \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{\text{base},i}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' \quad (\text{A.4})$$

Où $\psi_{\text{base},i}(x', y')$ et $G(x-x', y-y')$ sont donnés dans le chapitre 5. Il faut ensuite développer les intégrales sur la fonction de Green $G(x-x', y-y')$.

Pour cela, la méthode de calcul est sensiblement identique.

Le but est de calculer les valeurs du champ sur une ligne de mesure notée L_M située dans le plan constitué par $y > 0$ et comprenant N_M points, chacun étant repéré dans le repère orthonormé par ses coordonnées. Soit $M(x_M; y_M)$ un des points de la ligne L_M , tout d'abord, il est important de remarquer que la méthode d'investigation choisie permet de simplifier le calcul $|y_M - y'|$ par $y_M - y'$ et donc d'éliminer la valeur absolue. Une fois cette remarque saisie, les différentes intégrales sont renommées ainsi :

$$\mathcal{D}_{i,j}^1 = \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{\text{base},i}(x', y') G(x-x', y-y') dx' dy' \quad (\text{A.5a})$$

$$\mathcal{D}_{i,j}^2 = \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{\text{base},i}(x', y') \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Big|_{\substack{x=x_M \\ y=y_M}} G(x-x', y-y') dx' dy' \quad (\text{A.5b})$$

$$\mathcal{D}_{i,j}^3 = \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{\text{base},i}(x', y') \frac{\partial^2}{\partial y^2} \Big|_{\substack{x=x_M \\ y=y_M}} G(x-x', y-y') dx' dy' \quad (\text{A.5c})$$

$$\mathcal{D}_{i,j}^4 = \iint_{S_{\psi_i}} \psi_{\text{base},i}(x', y') \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \Big|_{\substack{x=x_M \\ y=y_M}} G(x-x', y-y') dx' dy' \quad (\text{A.5d})$$

où i va de 1 à N et j de 1 à N_M .

La fonction $\psi_{\text{base},i}(x', y')$ a déjà été définie dans les pages 111 à 117, il est inutile de revenir sur sa formulation. Ainsi la détermination des termes $\mathcal{D}_{i,j}^1$ à $\mathcal{D}_{i,j}^4$ peut commencer.

A.1 Calcul de $\mathcal{D}_{i,j}^1$

Pour débiter les calculs, il faut utiliser le développement de la fonction de Green sous forme de transformée de Fourier :

$$\begin{aligned}
 G(x_t - x_e, y_t - y_e) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{j}{2\gamma_3} e^{j\gamma_3|y_t - y_e|} e^{2\pi j\nu(x_t - x_e)} d\nu \quad (\text{A.6}) \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}(x_t - x_e, y_t - y_e, \nu) d\nu \\
 &\text{avec } \gamma_3 = \sqrt{k_{\text{ext}}^2 - 4\pi^2\nu^2}
 \end{aligned}$$

Ensuite, le développement de l'intégrale aboutit à :

$$\mathcal{D}_{i,j}^1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\mathcal{D}_{i,j}^{1,x}(x_{e0}, x_M, \nu) \mathcal{D}_{i,j}^{1,y}(x_{e0}, x_M, \nu) \right] d\nu \quad (\text{A.7})$$

où

$$\mathcal{D}_{i,j}^{1,x}(x_{e0}, x_M, \nu) = \int_{x_{e0}}^{x_{e0} + \Delta_x} \frac{(x_a - x_e)}{(x_a - x_b)} e^{2\pi j\nu(x_M - x_e)} dx_e \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{aligned}
 &= \begin{cases} \frac{\Delta_x}{x_a - x_b} \left(x_a - x_{e0} - \frac{\Delta_x}{2} \right) & \text{si } \nu = 0 \\ \left\{ \left[2\pi j\nu(x_a - x_{e0} - \Delta_x) - 1 \right] e^{(-2\pi j\nu\Delta_x)} \right. \\ \left. - 2\pi j\nu(x_a - x_{e0}) + 1 \right\} \frac{e^{2j\pi\nu(x_M - x_{e0})}}{4\pi^2\nu^2(x_a - x_b)} & \text{dans les autres cas} \end{cases} \\
 \mathcal{D}_{i,j}^{1,y}(y_{e0}, y_M, \nu) &= \frac{j}{2\gamma_3} \int_{y_{e0}}^{y_{e0} + \Delta_y} \frac{(y_a - y_e)}{(y_a - y_b)} e^{j\gamma_3|y_t - y_e|} dy_e \quad (\text{A.9})
 \end{aligned}$$

$$= \left[\left(\Delta_y - y_a + y_{e0} - \frac{j}{\gamma_3} \right) e^{(j\gamma_3\Delta_y)} + y_a - y_{e0} + \frac{j}{\gamma_3} \right] \frac{e^{j\gamma_3(y_M + \Delta_y - y_{e0})}}{2\gamma_3^2(y_a - y_b)}$$

De là en utilisant (A.4), il est dorénavant possible d'avoir accès aux valeurs du champ diffracté sur la ligne de mesure L_M en polarisation 2D-TM.

A.2 Calculs de $\mathcal{D}_{i,j}^2$, $\mathcal{D}_{i,j}^3$ et $\mathcal{D}_{i,j}^4$

Ces calculs, en supplément de celui de $\mathcal{D}_{i,j}^1$, permettent d'obtenir les valeurs du champ diffracté en polarisation 2D-TE.

Les remarques établies dans la section 5.3.2 page 122 sur les termes apparaissant lors des dérivations successives de la fonction de Green sont, ici, totalement recevables.

Ainsi :

1. la dérivée seconde suivant x générera le terme « $-4\pi^2\nu^2$ » considéré comme constante dans les intégrations suivant x_e , x_t , y_e ou y_t ;
2. la dérivée seconde suivant y générera le terme « $-\gamma_3^2$ » ne rentrant pas, non plus, en compte dans les intégrations ;
3. la dérivée suivant x puis suivant y fera, quant à elle, apparaître le terme « $-2\pi\nu\gamma_3/\text{sign}(y_M-y_e)$ » qui se simplifie en « $-2\pi\nu\gamma_3$ » car, ici, $y_M > y_e$, ce terme simplifié ne modifiera pas le calcul des intégrales.

Pour conclure sur ces remarques, les termes $\mathcal{D}_{i,j}^2$, $\mathcal{D}_{i,j}^3$ et $\mathcal{D}_{i,j}^4$ s'écriront simplement en fonction de $\mathcal{D}_{i,j}^{1,x}(x_{e0}, x_M, \nu)$ et $\mathcal{D}_{i,j}^{1,y}(x_{e0}, x_M, \nu)$ définis équation (A.7) :

$$\mathcal{D}_{i,j}^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} -4\pi^2\nu^2 \left[\mathcal{D}_{i,j}^{1,x}(y_{e0}, y_M, \nu) \mathcal{D}_{i,j}^{1,y}(y_{e0}, y_M, \nu) \right] d\nu \quad (\text{A.10})$$

$$\mathcal{D}_{i,j}^3 = \int_{-\infty}^{+\infty} -\gamma_3^2 \left[\mathcal{D}_{i,j}^{1,x}(y_{e0}, y_M, \nu) \mathcal{D}_{i,j}^{1,y}(y_{e0}, y_M, \nu) \right] d\nu \quad (\text{A.11})$$

$$\mathcal{D}_{i,j}^4 = \int_{-\infty}^{+\infty} -2\pi\nu\gamma_3 \left[\mathcal{D}_{i,j}^{1,x}(y_{e0}, y_M, \nu) \mathcal{D}_{i,j}^{1,y}(y_{e0}, y_M, \nu) \right] d\nu \quad (\text{A.12})$$

En appliquant ces trois termes, associés à $\mathcal{D}_{i,j}^1$, aux équations (A.2) et (A.3), il est alors possible d'obtenir les valeurs du champ diffracté sur la ligne de mesure L_M .

Chapitre B

Gradient d'une matrice

Soit \mathbf{A} une matrice réelle, de dimensions $N_l \times N_c$. On définit la matrice $N_l \times N_c$ du gradient de \mathbf{A} selon ses colonnes par :

$$(\nabla_c \mathbf{A})_{i,j} = \begin{cases} \mathbf{A}_{i,j+1} - \mathbf{A}_{i,j} & j = 1, \dots, N_c - 1 \\ 0 & j = N_c \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

et la matrice $N_l \times N_c$ du gradient de \mathbf{A} au selon ses lignes :

$$(\nabla_l \mathbf{A})_{i,j} = \begin{cases} \mathbf{A}_{i+1,j} - \mathbf{A}_{i,j} & i = 1, \dots, N_l - 1 \\ 0 & i = N_l \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

Les expressions ci-dessus définissent les deux composantes du gradient de \mathbf{A} au point (i, j) . La norme du gradient au même point est définie par :

$$\|(\nabla \mathbf{A})_{i,j}\| = [(\nabla_c \mathbf{A})_{i,j}^2 + (\nabla_l \mathbf{A})_{i,j}^2]^{1/2} \quad (\text{B.3})$$

Bibliographie

- M. Abramowitz and I. A. Stegun. *Handbook of mathematical functions*. Dover publications, Inc., New York, 1970.
- Y. Aliferis. *Imagerie microonde d'objets enterrés : modélisations numériques bidimensionnelles et étude de l'extension tridimensionnelle*. PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis, 6 Décembre 2002.
- K. Belkebir, R. E. Kleinman, and C. Pichot. Microwave imaging – Location and shape reconstruction from multifrequency scattering data. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, MTT-45(4), Avril 1997.
- P. van den Berg and R. E. Kleiman. A total variation enhanced modified gradient algorithm for the profile reconstruction. *Inverse Problems*, 11(3), Juin 1995.
- J. C. Bolomey, A. Izadnegahdar, L. Jofre, C. Pichot, G. Perronet, and M. Solaimani. Microwave diffraction tomography for biomedical application. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 30(11), Novembre 1982.
- J. C. Bolomey and C. Pichot. Planar microwave imaging camera for biomedical applications : critical and prospective analysis of reconstruction algorithms. *Radio Science*, 26(2), Mars/Avril 1991.
- P. Brachet, C. Dedeban, P. Ratajczak, and T. Bousquet. Analyse de structures tridimensionnelles inhomogènes quelconques. In *Proceedings des Journées Internationales de Nice sur les Antennes*, pp 425–438, Novembre 1996.
- L. Brochier, J.Y. Dauvignac, E. Guillanton, E. Le Brusq, J. L. Le Son, and C. Pichot. Etude et réalisation d'une antenne dans la bande [0,15–1,5] GHz pour des applications radar en géophysique, Avril 2000. lot n°2, Contrat LCPC/UNSA n°99ct200.
- J. C. Bureau, P. Millot, C. Pichot, E. Le Brusq, E. Guillanton, and J.Y. Dauvignac. 3D GPR imaging of shallow buried objects in the ground. In

Proceedings Physics in Signal and Image Processing (PSIP'2001), Marseille, France, pp.210–214, 17–21 Janvier 2001.

- S. Caorsi, A. Massa, and M. Pastorino. A computational technique based on a real-coded genetic algorithm for microwave imaging purposes. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, GRS-38(7), Juillet 2000.
- A. Cerboni, P. Brachet, and R. Béhé. Antenna R&D at France Télécom : the CNET Laboratory in La Turbie. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 36(1) :7–15, Février 1994.
- V. Chatelée. *Augmentation de la dynamique de détection au sein d'un réseau multicateurs destiné à l'imagerie radar d'objets enfouis, Rapport de DEA*. PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis, Juin 2002.
- C. P. Chou and Y. W. Kiang. Inverse scattering of dielectric cylinders by a cascaded TE-TM method. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 47(10) :1923–1930, Octobre 1999a.
- C.-P. Chou and Y.-W. Kiang. Inverse scattering of dielectric cylinders by a cascaded TE-TM method. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, MTT-47(10), Octobre 1999b.
- S. R. Cloude. Polarimetric techniques in radar signal processing. *Microwave Journal*, Juillet 1983.
- D. Colton and R. Kress. *Inverse acoustic and electromagnetic scattering theory*. Springer-Verlag, Berlin, 1992.
- T. J. Cui and W. C. Chew. Novel diffraction tomographic algorithm for imaging two-dimensional target buried under a lossy earth. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, GRS-38(7), Juillet 2000a.
- T. J. Cui and W. C. Chew. A standoff, focused-beam land mine radar. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, GRS-38(1), Janvier 2000b.
- D.J. Daniels. *Surface penetrating radar*. The Institution of Electrical Engineers, 1996.
- J.Y. Dauvignac, X. Dérobert, E. Le Brusq, L. Laguerre, and Ch. Pichot. Radar subsurface ultra-large bande à impulsions synthétiques : application à la détection de canalisations. In *13^{èmes} Journées Nationales Microondes (JNM), Lille, France, pp 1D-16, 21–23 Mai 2003*.
- W. Dierking and H Skriver. Change detection for thematic mapping by means of airborne multitemporal polarimetric SAR imagery. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, GRS-40(3), Mars 2002.

-
- C. Dourthe. *Tomographie microonde d'objets enterrés. Application à l'auscultation radar*. PhD thesis, École Nationale des Ponts et Chaussées, 19 Septembre 1997.
- C. Dourthe, C. Pichot, J. Y. Dauvignac, and J. Cariou. Inversion algorithm and measurement system for microwave tomography of buried object. *Radio Science*, 35(5), Septembre/Octobre 2000a.
- C. Dourthe, C. Pichot, J. Y. Dauvignac, and J. Cashman. Microwave imaging of buried objects for ground radar tomography. *Radio Science*, 35(3), Mai/Juin 2000b.
- X. Dérobert, P. Côte, C. Fauchard, and E. Guillaanton. GPR measurements for road testing. In *Workshop Microwave Imaging Methods and Techniques, European Microwave Conference 2000, CNIT, Paris*, 2–6 Octobre 2000a.
- X. Dérobert, E. Le Brusq, E. Guillaanton, J. Y. Dauvignac, C. Pichot, C. Fauchard, O. Coffec, and P. Côte. Step frequency radar applied on bituminous concrete. In *8th International Conference on Ground Penetrating Radar (GPR), Gold Coast, Australie, Full Papers, CD-ROM, paper derof01.pdf(6 pages)*, 23–26 Mai 2000b.
- J. M. Elissalt. *Imagerie microonde : reconstruction quantitative bidimensionnelle – applications au domaine biomédical*. PhD thesis, Université de Paris sud, 1995.
- R. Ferrayé, J. Y. Dauvignac, and C. Pichot. An inverse scattering method based on contour deformations by means of PDE-driven level sets using frequency hopping technique. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-51(4), Avril 2003.
- E. Gazit. Improved design of the vivaldi antenna. *IEE Proceedings*, vol. 135, pt. H, n°2, Avril 1988.
- J. M. Geffrin. *Imagerie microonde : étude d'un scanner à 434 MHz pour applications biomédicales*. PhD thesis, Université de Paris-XI, Janvier 1995.
- P.J. Gibson. The vivaldi aerial. In *Digest of 9th European Microwave Conference*, pp. 101–105, Brighton, UK, Septembre 1979.
- E. Guillaanton. *Conception et réalisation d'une antenne pour l'imagerie microonde, Rapport de DEA*. PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis, Juin 1997.

-
- E. Guillaumont. *Etude d'un système d'imagerie microonde multistatique-multifréquence pour la reconstruction d'objets enfouis*. PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis, 20 Décembre 2000.
- E. Guillaumont, E. Le Brusq, Y. Aliferis, J.Y. Dauvignac, and Ch. Pichot. New microwave imaging system for tomographic detection and reconstruction of buried objects. In *Progress in Electromagnetic Research Symposium (PIERS) 2001, Osaka, Japon, p. 281*, 18–22 Juillet 2001.
- T. M. Habashy and M. L. Oristaglio. Simultaneous nonlinear reconstruction of two-dimensionnal permittivity and conductivity. *Radio Science*, 29(4), Juillet/Août 1994.
- J. Hadamard. *Lectures on Cauchy's problem in linear partial differential equations*. Yale University Press, New Haven, 1923.
- M. J. Hagmann, O.P. Gandhi, and C. H. Durney. Upper bound on cell size for moment method solution. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, MTT-25(8), 1977.
- T. B. Hansen and P. M. Johansen. Inversion scheme for ground penetrating radar that takes into account the planar air-soil interface. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, GRS-38(1), Janvier 2000.
- R. F. Harrington. *Field computation by moment method*. New York Macmillan, 1968.
- D. H. Hoekman and M. J. Quiñones. Biophysical forest type characterization in the colombian amazon by airborne polarimetric SAR. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, GRS-40(6), Juin 2002.
- <http://www.geophysical.com/antennas.htm>.
- N. Joachimowicz. *Tomographie microonde : contribution à la reconstruction quantitative bidimensionnelle et tridimensionnelle*. PhD thesis, Université de Paris VII, 6 Mars 1990.
- N. Joachimowicz and C. Pichot. Comparison of three integral formulations for the 2-D TE scattering problem. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, MTT-38(2), Février 1990.
- N. Joachimowicz, C. Pichot, and J. P. Hugonin. Inverse scattering : an iterative numerical method for electromagnetic imaging. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-39(12), Décembre 1991.
- L. Jofre, E. De Los Reyes, M. Ferrando, A. Elias, J. Romeu, M. Baquero, and J. M. Ruis. A cylindrical system for quasi real time microwave tomography. In *16th European Microwave Conference, Dublin, pp. 599–604*, 1986.

-
- R. E. Kleiman and P. van den Berg. A modified gradient method for two-dimensional problems in tomography. *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 42, 1992.
- R. E. Kleiman and P. van den Berg. Two-dimensional location and shape reconstruction. *Radio Science*, 29(4), 1994.
- M. Lambert. TE-scattering by a cylindrical dielectric obstacle buried in a half-space : a H-field-based solution method. *International Journal of Imaging Systems and Technology*, 8, 1997.
- M. Lambert, D. Lesselier, and B. J. Kooij. The retrieval of a buried cylindrical obstacle by a constrained modified gradient method in the H-polarization case for Maxwellian material. *Inverse Problems*, 14(5), Octobre 1998.
- E. Le Brusq. *Conception et réalisation de capteurs pour système d'imagerie microonde, Rapport de DEA*. PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis, Juin 1999.
- E. Le Brusq, Y. Aliferis, J.Y. Dauvignac, and Ch. Pichot. Quantitative reconstruction of complex permittivity profiles using microwave tomography. In *ISEMA 2003, Rotorua, Nlle Zélande*, pp. 36–43, 23–26 Mars 2003.
- E. Le Brusq, J.Y. Dauvignac, Ch. Pichot, C. Fauchard, X. Dérobert, and P. Cote. Design of UWB antennas for step-frequency or impulse radar applied to the detection of thin layers and buried objets. In *Progress in Electromagnetic Research Symposium (PIERS) 2002, Cambridge, USA*, p. 424, 1–5 Juillet 2002.
- E. Le Brusq, E. Guillanton, J.Y. Dauvignac, C. Pichot, J. L. Le Sonn, and L. Brochier. Etude et réalisation d'une antenne dans la bande [0,5–5] GHz, Juillet 1999. Contrat LCPC/UNSA n°99ct200.
- D. Leparoux. *Mise au point de méthodes radar pour l'auscultation structurale et texturale de milieux géologiques très hétérogènes (Modélisation, Migration, Expérimentation)*. PhD thesis, Université de Rennes I et Laboratoire Central des Ponts et chaussées, Décembre 1997.
- L. R. Lewis, M. Fasset, and J. Hunt. A broadband stripline array element. In *Digest of IEEE Symposium Antennas and Propagation*, pp. 335–337, Atlanta, USA, 1974.
- P. Lobel, L. Blanc-Féraud, C. Pichot, and M. Barlaud. A new regularization scheme for inverse scattering. *Inverse Problems*, 13(2), Avril 1997a.

-
- P. Lobel, C. Pichot, L. Blanc-Féraud, and M. Barlaud. Microwave imaging : reconstructions from experimental data using conjugate gradient and enhancement by edge-preserving regularization. *International Journal of Imaging Systems and Technology*, 8, 1997b.
- E. K. Miller. A selective survey of computational electromagnetics. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-36, 1988.
- P. Millot. *Imagerie radar subsurface à haute résolution. Application à la détection de mines*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 28 Novembre 2002.
- P. Millot, P. Borderies, E. Guillanton, E. Le Brusq, J.Y. Dauvignac, and C. Pichot. Radar imaging of shallow buried objects using an ultra-wideband technique with specific antennas and synthetic antenna processing. In *Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2000)*, Cambridge, MA, USA, p.298, 5–14 Juillet 2000a.
- P. Millot, J.C. Bureau, P. Borderies, E. Bachelier, C. Pichot, E. Le Brusq, E. Guillanton, and J.Y. Dauvignac. Experimental study of near surface radar imaging of buried objects with adaptative focussed synthetic aperture processing. In *SPIE's 45th Annual Meeting Optical Science and Technology, San Diego, USA*, pp. 515–523, 30 Juillet–4 Août 2000b.
- P. Millot, J.C. Bureau, P. Borderies, E. Bachelier, C. Pichot, E. Le Brusq, E. Guillanton, and J.Y. Dauvignac. Experimental study of near surface radar imaging of buried objects using ultra wide band antennas. In *Workshop Microwave Imaging Methods and Techniques, European Microwave Conference 2000, CNIT, Paris*, 2–6 Octobre 2000c.
- M. Pastorino, C. Pichot, J. Y. Dauvignac, and E. Le Brusq. *Microwave nondestructive evaluation and imaging – Qualitative and quantitative reconstruction algorithm for electromagnetic subsurface tomography*. Transworld Research Network, 2002.
- A. F. Peterson and P. W. Klock. An improved MFIE formulation for TE-wave scattering from lossy, inhomogeneous dielectric cylinders. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-36(1), Janvier 1988.
- A. F. Peterson, S. L. Ray, and R. Mittra. *Computational methods for electromagnetics*. IEEE Press, 1998.
- C. Pichot. Électromagnétisme, 1986. Extrait de la collection.
- C. Pichot and N. Joachimowicz. TE-wave scattering by a dielectric cylinder of arbitrary cross section shape. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, MTT-38(2), Février 1990.

-
- C. Pichot, L. Jofre, G. Perronet, and J. C. Bolomey. Active microwave imaging of inhomogeneous bodies. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 33(4), Avril 1985.
- C. Ramananjaona, M. Lambert, D. Lesselier, and J. P. Zolésio. Shape reconstruction of buried obstacles by controlled evolution of a level set : from a min-max formulation to numerical experimentation. *Inverse Problems*, 17(4), Août 2001.
- P. Ratajczak, P. Brachet, and J.L. Guiraud. Rigorous analysis of three-dimensional structures incorporating dielectrics. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-42(8), Août 1994.
- J. H. Richmond. Scattering by a dielectric cylinder of arbitrary cross section shape. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-13(5), Mai 1965.
- J. H. Richmond. TE-wave scattering by a dielectric cylinder of arbitrary cross section shape. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-14(4), Juillet 1966.
- F. Roddier. *Distributions et transformation de Fourier*. Ediscience, 1971.
- M. Saillard, P. Vincent, and G. Micolau. Reconstruction of buried objects surrounded by small inhomogeneities. *Inverse Problems*, 16, Octobre 2000.
- L. Sauriou, B. Duchêne, D. Lesselier, and R. E. Kleiman. Modified gradient approach to inverse scattering for binary objects in stratified media. *Inverse Problems*, 12(4), Août 1996.
- D. H. Schaubert. Endfire tapered slot antennas and arrays. In *Military Microwaves 90*, pp. 278–283, London, UK, 1990.
- K.L. Schlager, G.S. Smith, and J.G. Maloney. Optimization of bow-tie antennas for pulse radiation. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-42(7), Juillet 1994.
- M. Slaney, A. C. Kak, and L. E. Larsen. Limitations of imaging with first-order diffraction tomography. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, MTT-32(8), Août 1984.
- A. N. Tikhonov and V. Y. Arsenin. *Solutions of ill-posed problems*. Winston, Washington, DC, 1977.
- A. R. Von Hippel. *Dielectric materials and applications*. MIT, 1954.

-
- Y. Wang and J. Saillard. Apport de la polarisation pour caractériser une cible radar par une méthode à haute résolution. *Revue Traitement du Signal*, 16(4), 1999.
- K. S. Yngvesson, T. L. Korzeniowski, Y. S. Kim, E. L. Kollberg, and J. F. Johansson. The tapered slot antenna – a new integrated element for millimeter-wave applications. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, MTT-37(2), Février 1989.
- A. P. M. Zwamborn. *Scattering by objects with electric contrast*. PhD thesis, Delft University of Technology, Juin 1991.
- P. Zwamborn and P.M. van den Berg. A weak form of the conjugate gradient FFT method for two-dimensional TE scattering problems. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, MTT-39(6), Juin 1991.